

# **Rot emittierende InP/GaInP Quantenpunktlaser**

Von der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina

zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

(Dr.rer.nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

von Thomas Josef Riedl

aus Augsburg

---

1. Referent: Prof. Dr. A. Hangleiter

2. Referent: Prof. Dr. E. O. Göbel

eingereicht am: 28.02.2002

mündliche Prüfung (Disputation) am: 03.05.2002

Druckjahr: 2002

# Vorabveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht.

## Publikationen

- T. Riedl, A. Hangleiter, J. Porsche, and F. Scholz, *Small-signal modulation response of InP/GaInP quantum-dot lasers*, Appl. Phys. Lett. **80**, 4015 (2002).
- J. Porsche, M. Ost, F. Scholz, A. Fantini, F. Phillipp, T. Riedl, and A. Hangleiter, *Growth of Self-Assembled Quantum Islands for Red-Light-Emitting Injection Lasers*, IEEE J. Select. Topics Quantum Electronics vol. 6, 482 (2000).
- H. Schweizer, J. Wang, U. Griesinger, M. Burkard, J. Porsche, M. Geiger, F. Scholz, T. Riedl, and A. Hangleiter, *Quantum dot lasers*, in Frontiers of Nano-Optoelectronic Systems, ed. by L. Pavesi and E. Buzaneva, Kluwer Academic Publ., the Netherlands, p. 64-84, (2000).
- J. Porsche, M. Ost, T. Riedl, A. Hangleiter, and F. Scholz, *Lasing from excited states in self-assembled InP/GaInP quantum islands*, Mat. Sci. Eng. B **74**, 263 (2000).
- T. Riedl, E. Fehrenbacher, M. K. Zundel, K. Eberl, and A. Hangleiter, *Red Light Emitting Injection Lasers with Vertically Aligned InP/GaInP Quantum Dots*, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 597 (1999).
- M. K. Zundel, N. Y. Jin-Phillip, F. Phillip, K. Eberl, T. Riedl, E. Fehrenbacher, and A. Hangleiter, *Self-assembled InP quantum dots for red LEDs on Si and injection lasers on GaAs*, J. Crystal Growth **201/202**, 1121 (1999).
- T. Riedl, E. Fehrenbacher, A. Hangleiter, M. K. Zundel, and K. Eberl, *Injection lasers with vertically aligned InP/GaInP quantum*

*dots: Dependence of the threshold current on temperature and dot size*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3730 (1998).

- M. K. Zundel, N. Y. Jin-Phillip, F. Phillip, K. Eberl, T. Riedl, E. Fehrenbacher, and A. Hangleiter, *Red-light-emitting injection laser based on InP/GaInP self-assembled quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1784 (1998).

### Tagungsbeiträge

- T. Riedl, J. Porsche, F. Scholz, and A. Hangleiter, *Modulation Dynamics of Red-emitting Quantum Dot Lasers*, (Poster) 28<sup>th</sup> International Symposium on Compound Semiconductors, Tokyo (Japan), (2001).
- T. Riedl, J. Porsche, F. Scholz, and A. Hangleiter, *Red light emitting InP/GaInP quantum dot lasers: How the mechanism of operation influences their performance*, (Vortrag) 43<sup>rd</sup> Electronic Materials Conference, Notre Dame (USA), (2001).
- T. Riedl, J. Porsche, M. Ost, F. Scholz, M. K. Zundel, K. Eberl, and A. Hangleiter, *Red Light Emitting Quantum Dot Lasers: Gain and Emission Characteristics*, (Eingeladener Vortrag) COST268 Workshop, Heraklion (Greece), (1999).
- T. Riedl, J. Porsche, M. Ost, F. Scholz, and A. Hangleiter, *Gain and Emission Characteristics of MOVPE grown InP/GaInP Quantum Dot Lasers*, (Vortrag) 41<sup>st</sup> Electronic Materials Conference, Santa Barbara (USA), (1999).
- T. Riedl, E. Fehrenbacher, A. Hangleiter, M. K. Zundel, and K. Eberl, *Red light emitting injection lasers with vertically aligned InP/GaInP quantum dots*, (Vortrag) Internat. Symposium on Formation, Physics and Device Application of Quantum Dots (QDS '98), Sapporo (Japan), (1998).
- K. Eberl, M. K. Zundel, J. Y. Jin-Phillipp, K.v. Klitzing, T. Riedl, E. Fehrenbacher, and A. Hangleiter, *Red Light Emitting InP/AlGaInP*

---

*Quantum Dot Laser Diodes* , (Eingeladener Vortrag) Semiconductor Science and Technology 98, La Jolla (USA) (1998).

- M. K. Zundel, J. Y. Jin-Phillipp, F. Phillipp, T. Riedl, E. Fehrenbacher, A. Hangleiter, and K. Eberl, *InP Quantum Dots in AlInP/GaInP Short-Period Superlattices for Red-Light-Emitting Injection Lasers* , (Vortrag) 24<sup>th</sup> Internat. Conf. on the Physics of Semiconductors, Jerusalem (Israel) (1998).
- K. Eberl, M. K. Zundel, J. Y. Jin-Phillipp, F. Phillipp, T. Riedl, E. Fehrenbacher, and A. Hangleiter, *Preparation of Red Light Emitting Self-Assembling InP/GaInP Quantum Dot Lasers*, (Vortrag) Internat. Conf. Lattice Mismatched and Heterovalent Thin Film Epitaxy, Barga (Italy) (1998).



# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorabveröffentlichungen der Dissertation</b>	<b>iii</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>1 Teilchen in niederdimensionalen Systemen</b>	<b>9</b>
1.1 Vom Volumenmaterial zum Quantenpunkt . . . . .	9
1.1.1 Energieniveaus und Zustandsdichte . . . . .	9
1.1.2 Exzitonen und Oszillatorstärke . . . . .	12
1.2 Erwartungen aus Sicht der Optoelektronik . . . . .	15
1.3 Herstellung von Halbleiter-Quantenpunkten . . . . .	17
1.3.1 Lithographische Methoden . . . . .	17
1.3.2 Selbstorganisiertes Wachstum von Quantenpunkten	20
1.3.3 Kontrolle der Größe selbstorganisierter Quanten-	
punkte . . . . .	23
1.3.4 Gestapelte Quantenpunkte . . . . .	26
<b>2 Quantenpunkt-Laserstrukturen</b>	<b>29</b>
2.1 Prinzipieller Schichtaufbau . . . . .	29
2.2 Optischer Füllfaktor . . . . .	32
2.3 Breitstreifen-Laser . . . . .	34
<b>3 Strukturelle und optische Eigenschaften</b>	<b>37</b>
3.1 Struktureigenschaften . . . . .	37

3.1.1	Form . . . . .	37
3.1.2	Elektronische Struktur der InP Quantenpunkte .	38
3.2	Photolumineszenz . . . . .	43
3.2.1	Grundlagen . . . . .	44
3.2.2	Besetzung von selbstorganisierten Quantenpunk- ten mit Ladungsträgern . . . . .	45
3.2.3	Inhomogene Linienbreite . . . . .	47
3.3	Experimentelles zur Photolumineszenz . . . . .	48
3.4	Ergebnisse der Photolumineszenzmessungen . . . . .	48
3.4.1	Messungen bei tiefen Temperaturen . . . . .	48
3.4.2	Abhängigkeit von der Anregungsdichte . . . . .	51
3.4.3	Temperaturabhängige Photolumineszenz . . . . .	56
3.5	Zusammenfassung . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Optische Verstärkung</b>	<b>61</b>
4.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	61
4.2	Experimentelles . . . . .	66
4.2.1	Methode nach Hakki und Paoli . . . . .	66
4.2.2	Optische Verstärkung aus spontaner Emission . .	67
4.2.3	Strichlängenmethode . . . . .	68
4.3	Experimentelle Befunde . . . . .	71
4.3.1	Strukturen mit hoher Quantenpunktflächendichte	72
4.3.2	Laserstrukturen mit geringer Quantenpunkt- flächendichte . . . . .	84
4.4	Zusammenfassung . . . . .	91
<b>5</b>	<b>Schwelle und Quantenausbeute der Quantenpunktlaser</b>	<b>93</b>
5.1	Theorie der Quantenpunktlaser . . . . .	93
5.2	Experimentelles . . . . .	98
5.3	Interpretation der Ergebnisse . . . . .	103
5.3.1	Quantenpunktlaser (MBE) . . . . .	103
5.3.2	Quantenpunktlaser (MOCVD) . . . . .	110
5.4	Der Weg zu niedrigen Schwellstromdichten . . . . .	125
5.5	Vergleich mit Quantenfilmlasern . . . . .	128



<b>6</b>	<b>Modulationsdynamik</b>	<b>135</b>
6.1	Theoretischer Zugang - Ratengleichungen . . . . .	136
6.2	Experiment . . . . .	140
6.3	Auswertung der Messungen . . . . .	143
6.4	Ergebnisse und Vergleich . . . . .	149
6.5	Zusammenfassung und Ansätze zur Optimierung . . . . .	155
	<b>Häufig verwendete Symbole und Abkürzungen</b>	<b>157</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>160</b>



# Zusammenfassung

Selbstorganisierte InP/GaInP Quantenpunkte stellen aufgrund ihrer null-dimensionalen elektronischen Eigenschaften und ihrer Emissionswellenlänge von etwa 700 nm hocheffiziente Lichtemitter im sichtbaren Spektralbereich in Aussicht. Die weltweit ersten Laserdioden auf Basis von InP/GaInP Quantenpunkten konnten im Rahmen dieser Arbeit realisiert werden.

Ein erster Teilaspekt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der fundamentalen optischen Eigenschaften dieser Quantenpunkte. Dabei ist für uns die Analyse der optischen Verstärkung mittels spektroskopischer Methoden im Hinblick auf das Verständnis und die Optimierung der Lasereigenschaften von großem Interesse.

Ein weiteres zentrales Thema dieser Arbeit ist die Analyse sowohl der stationären als auch der dynamischen Lasereigenschaften, wie Schwellstromdichte, Quantenausbeute und Modulationsdynamik, die erstmals an diesen rot-emittierenden Quantenpunktlasern untersucht wurden. Ein Vergleich mit den theoretischen Erwartungen, die an die Verwendung von Quantenpunkten als aktives Medium geknüpft sind, erlaubt eine realistische, durch experimentelle Ergebnisse gestützte, Abschätzung des Potentials selbstorganisierter Quantenpunkte für Laseranwendungen. Neben den theoretischen Vorhersagen sind es etablierte Quantenfilmlaser bei vergleichbaren Emissionswellenlängen, an denen wir unsere Quantenpunktlaser messen.

Da die Quantenpunkte mittels MBE bzw. MOCVD im verspannungs-

induzierten Stranski-Krastanov Wachstumsmodus auf selbstorganisierte Weise entstehen ist die Kontrolle ihrer Form und Größe nur begrenzt möglich und a-priori schwer vorhersagbar. Im Hinblick auf eine Modellbildung sind aber gerade diese mikroskopischen Informationen außerordentlich wichtig. Resultate eines 6-Band  $k \cdot p$ -Modells basierend auf Strukturinformationen aus Untersuchungen mittels hochauflösender Transmissionselektronenmikroskopie wurden in dieser Arbeit zunächst mit Ergebnissen aus leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen verifiziert. Davon ausgehend gelang die spektroskopische Ermittlung der mittleren Größe der Quantenpunkte und der aus Größenfluktuationen resultierenden inhomogenen Verbreiterung im Ensemble. Darüber hinaus konnten wir die beobachteten optischen Übergänge den beteiligten elektronischen Zuständen in den Quantenpunkten zuordnen. Typischerweise fanden wir bei Abscheidung von 3 ML InP für die in der MBE hergestellten Quantenpunkte eine mittlere Höhe von 4 nm mit einer Größenfluktuation von etwa 12 %, während sich für die MOCVD Quantenpunkte mittlere Höhen um 6.5 nm mit einer Fluktuation von ungefähr 16 % ergaben. Die kleinen MBE Quantenpunkte haben in diesem Fall, so stellte sich heraus, lediglich ein lokalisiertes elektronisches Niveau während die entsprechenden MOCVD Quantenpunkte 6 elektronische Niveaus beinhalten, die sich energetisch in drei Gruppen anordnen.

Jeder Zustand im Quantenpunkt ist lediglich mit zwei Ladungsträgern besetzbar (*Pauli-Verbot*). Deshalb zeigen die einzelnen Zustände in der Photolumineszenz ein ausgeprägtes Sättigungsverhalten. Wir konnten die Sättigungseigenschaften eines Quantenpunktensembles mit der vorhandenen Flächenbedeckung und dem Entartungsgrad der am optischen Übergang beteiligten Elektronenzustände korrelieren. Diese Erkenntnisse sind von unmittelbarer Bedeutung für die Anwendung der Quantenpunkte als aktives Medium in Lasern.

Mittels der Strichlängenmethode wurde die optische Verstärkung unter anderem hinsichtlich des Sättigungsverhaltens der unterschiedlich hergestellten Quantenpunktlaserstrukturen untersucht. Der optische Füllfaktor bei den mittels MBE hergestellten Quantenpunktlasern ist offensichtlich ausreichend groß, um eine Emission aus dem Grundzustand selbst für Einfachquantenpunktschichten und kurze Resonatoren ( $L = 400 \mu\text{m}$ ) zu

ermöglichen, und zwar über den gesamten Temperaturbereich von 80 K bis Zimmertemperatur. Die maximale Materialverstärkung fanden wir zu  $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  - etwa eine Größenordnung höher als in vergleichbaren Quantenfilmlasern.

Für die MOCVD Laser hingegen erreicht man aufgrund ihrer vergleichsweise geringen Quantenpunktflächendichte nur im Fall äußerst niedriger optischer Verluste, etwa für Resonatorlängen  $L > 2 \text{ mm}$  und sehr dicke (verlustarme) Wellenleiter, Grundzustandsemission. Andernfalls emittieren die Laser aus angeregten Zuständen und aufgrund zunehmender thermischer Besetzung höherer angeregter Zustände beobachtet man bei höheren Temperaturen eine Blauverschiebung der Laseremission. Dadurch verringert sich das Einschlußpotential für die Ladungsträger im lasenden Niveau.

Dies wirkt sich unmittelbar auf die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte aus, zu deren Beschreibung wir ein erweitertes Ratenmodell für einen Quantenpunktlaser vorstellen. Dieses Ratenmodell ist bei Hinzunahme der schon bei Quantenfilmlasern diskutierten Leckstromproblematik geeignet, den Temperaturverlauf der Quantenausbeute sowie der Schwellstromdichte wiederzugeben und erlaubt es, die relevanten Ladungsträgerverlustprozesse zu identifizieren:

Als Ursache für die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte im Bereich bis etwa 200 K finden wir die thermische Emission der Ladungsträger aus den Quantenpunkten in die Benetzungsschicht. Unter der Nebenbedingung von Ladungsneutralität in den Quantenpunkten und demzufolge paarweiser Emission von Elektronen und Löchern ergibt sich als Aktivierungsenergie für diesen Prozeß gerade der halbe energetische Abstand der Laseremissionsenergie und der Bandlückenenergie der Benetzungsschicht. Nahe Raumtemperatur dominieren die thermische Emission der Ladungsträger in den Wellenleiter und der Elektronenleckstrom über die p-seitige Mantelschicht. Die parasitäre Rekombination von Ladungsträgern in der Benetzungsschicht und im Wellenleiter läßt sich durch die Optimierung der Materialqualität reduzieren. Darüberhinaus ist die Vermeidung von Sättigungseffekten durch möglichst verlustarme Resonatoren oder durch hinreichend hohe Dichten möglichst homogener Quantenpunkte eine Schlüsselstrategie

auf dem Weg zu erwartet niedrigen Schwellstromdichten in Quantenpunktlasern. Bei tiefen Temperaturen konnten wir somit bei einem 3.3 mm langen Laser mit sehr niedrigen internen Verlusten von nur  $2 \text{ cm}^{-1}$  Schwellstromdichten von  $100 \text{ A/cm}^2$  erreichen. Die niedrigste Schwellstromdichte bei Raumtemperatur konnte mit einem Laser mit drei Quantenpunktschichten ( $j_{thr} = 1.9 \text{ kA/cm}^2$ ,  $\lambda = 710 \text{ nm}$ ) erzielt werden, wobei die charakteristische Temperatur von 55 K noch deutlich niedriger ist als bei vergleichbaren Quantenfilmlasern. Trotz vielversprechender Ergebnisse bei tiefen Temperaturen mit annähernd temperaturunabhängigen Schwellstromdichten macht bei höheren Temperaturen der zur Zeit noch mangelhafte Ladungsträgereinschluß die Erwartungen niedriger und temperaturunabhängiger Schwellstromdichten zunichte. Erste Ansätze zur Erhöhung der energetischen Barrieren für die Ladungsträger durch aluminiumhaltige Wellenleiter scheitern bislang noch an der wachstumstechnischen Schwierigkeit, InP Quantenpunkte von hoher optischer Qualität auf diesem Material abzuscheiden.

Die dynamischen Eigenschaften der InP/GaInP Quantenpunktlaser wurden mittels einer parasitätsfreien, rein optischen Kleinsignal-Amplitudenmodulation untersucht. Bei  $-33^\circ\text{C}$  fanden wir eine differentielle Verstärkung  $dg/dn$  von  $1.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ . Zu höheren Temperaturen ist ein drastischer Rückgang von  $dg/dn$  aufgrund einer zunehmenden Ladungsträgeremission aus den Quantenpunkten zu verzeichnen. Die Verstärkungskompression  $\epsilon$  ergab Werte von etwa  $2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$  bei  $-33^\circ\text{C}$  mit einem drastischen Anstieg mit zunehmender Temperatur. Dies wird zu einem wesentlichen Teil auf ein räumliches Lochbrennen aufgrund einer bei Quantenpunkten erhöhten Einfangzeit für die Ladungsträger zurückgeführt. Es konnten Einfangzeiten im Bereich von 20-60 ps ermittelt werden. Die maximale Modulationsbandbreite bei  $-33^\circ\text{C}$  konnte zu etwa  $f_{-3\text{dB},\text{max}} = 8 \text{ GHz}$  bestimmt werden. In der Praxis setzt jedoch das Aufschmelzen der Laserfacetten durch den COD-Effekt (**c**atastrophic **o**ptical **d**amage) ein Limit bei 5-6 GHz.

# Einleitung

Die Grundlage unserer heutigen Informations- und Kommunikationsgesellschaft beruht zu einem wesentlichen Teil auf der Realisierung des ersten Halbleiterlasers durch Robert Hall im Jahr 1962 [1]. So hat der Halbleiterlaser, von vielen Menschen unbemerkt, in den letzten 20 Jahren im Rahmen der weltweiten Vernetzung einen unglaublichen Boom erfahren.

Basierte der erste Laser von Hall noch auf Volumenmaterial in der aktiven Zone, so erkannte man bereits in den siebziger Jahren, daß sich die Eigenschaften dieser Laser deutlich verbessern lassen, wenn man stattdessen Quantenfilme [2] als aktive Lichtemitter einsetzt [3]. Bei Quantenfilmen handelt es sich um wenige Nanometer dünne Halbleiterschichten, die in Halbleitermaterial mit größerer Bandlücke eingebettet sind. Quantenmechanisch entsteht so ein Potentialtopf mit einer drastisch veränderten Zustandsdichte. Die darin befindlichen Ladungsträger können sich nur noch in einer Ebene frei bewegen und besitzen senkrecht dazu quantisierte Energiezustände.

Die rasanten Fortschritte bei der Optimierung der Epitaxieverfahren führten im Lauf der Zeit zu Bauteilen, die heute in Kommunikationsanlagen, CD/DVD-Geräten, magneto-optischen Speicherlaufwerken, Laserdruckern, Scannerkassen, und medizinischen Instrumenten zuverlässig ihren Dienst verrichten. Die für die Kommunikation über Glasfasern relevanten Wellenlängen  $1.3\ \mu\text{m}$  und  $1.55\ \mu\text{m}$  werden durch Laser im Materialsystem InGaAs(P)/InP realisiert [4, 5]. Der sichtbare Spektralbereich wird durch GaInP/AlGaInP/GaAs [6, 7] sowie neuerdings durch InGaN/GaN [8] Quantenfilmlaser erschlossen.

Anfang der achtziger Jahre wurde von Arakawa *et al.* eine sukzessive Reduzierung der Dimensionalität des laseraktiven Mediums theoretisch untersucht und der *Quantenpunktlaser* vorgeschlagen [9]. Quantenpunkte unterscheiden sich von Quantenfilmen darin, daß sie in allen drei Raumrichtungen eine derart geringe Ausdehnung besitzen, daß für darin befindliche Ladungsträger keine freie Bewegung mehr möglich ist - es tritt eine vollständige Quantisierung auf. Somit verhält sich ein aus wenigen tausend Atomen bestehender Quantenpunkt selbst wie ein Atom. Neben einem fundamentalen physikalischen Interesse an diesen Gebilden stellt ihre Anwendung als aktives Medium in Halbleiterlasern eine weitere drastische Verbesserung der Bauteileigenschaften in Aussicht. Im Vergleich zu höherdimensionalen Strukturen erwartet man vor allem eine größere Materialverstärkung [10]. Idealerweise haben daher solche *Quantenpunktlaser* deutlich niedrigere Schwellstromdichten, die zudem temperaturunabhängig sind [9]. Auch was die für die Nachrichtenübertragung notwendige hohe Modulationsbandbreite betrifft, versprechen *Quantenpunktlaser* aufgrund ihrer deutlich erhöhten differentiellen Verstärkung [11, 12] eine sprunghafte Verbesserung.

Wie man sich vorstellen kann ist die Realisierung solcher etwa 10-50 nm großer Quantenpunkte technologisch außerordentlich anspruchsvoll. Anfängliche Versuche, solche Strukturen mittels lithographischer Prozesse herzustellen, zeigten zugleich die Schwachstellen dieser Herstellungsverfahren auf. Ein hoher technologischer Aufwand brachte im Resultat für die Optoelektronik wenig brauchbare weil meist zu stark durch Ätz- oder Implantationsschritte geschädigte Quantenpunkte. An eine Alternative zu den vergleichsweise einfach herstellbaren Quantenfilm-lasern war auf diesem Weg nicht zu denken.

Glücklicherweise existiert ein Verfahren, das das Wachstum von Quantenpunkten auf sehr einfache Weise ermöglicht und das erstmals wieder Mitte der Achtziger und Anfang der Neunziger Jahre Beachtung fand [13, 14]: Das verspannungsinduzierte, selbstorganisierte Wachstum von Quantenpunkten im Stranski-Krastanow Wachstumsmodus [15]. Unter geeigneten Wachstumsbedingungen bilden sich bei der Heteroepitaxie



zweier Materialien mit unterschiedlichen Gitterkonstanten nach Abscheidung weniger Monolagen versetzungsfreie Inseln aus.

Die optische Qualität der so erhaltenen Strukturen ist unübertroffen und die relative Einfachheit des Herstellungsprozesses prädestiniert diese Methode zur Realisierung optoelektronischer Lichtemitter auf Basis von Quantenpunkten. Die Nachteile des selbstorganisierten Wachstums liegen in einer reduzierten Kontrolle über die Position der Quantenpunkte auf dem Substrat und einer statistischen Größenverteilung der Strukturen, was sich im Ensemble gesehen als eine inhomogene Verbreiterung der optischen Eigenschaften bemerkbar macht [16]. Die sich aus der Verbreiterung ergebenden Konsequenzen für ihren Einsatz als aktives Medium in *Quantenpunktlasern* werden in dieser Arbeit unter anderem diskutiert. Die erste Realisierung eines *Quantenpunktlasers* basierend auf selbstorganisierten InGaAs/GaAs Quantenpunkten gelang im Jahr 1994 [17, 18]. Das Interesse an diesen selbstorganisierten Nanostrukturen und damit hergestellter Lichtemitter ist in der Folgezeit dramatisch angestiegen und die Anzahl aller Veröffentlichungen in wissenschaftlichen Journalen zu diesem Thema ist schier unüberschaubar geworden. Die meisten Arbeiten konzentrierten sich auf das wachstumstechnisch leichter zu beherrschende In(Ga)As/GaAs Materialsystem; die dabei bisher erzielten Erfolge sind durchaus beachtlich:

- niedrigste Schwellstromdichte ( $j_{\text{thr}} = 19 \text{ A/cm}^2$ ) eines Kantenemitters im Dauerstrichbetrieb (Emissionswellenlänge :  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  auf GaAs Substrat !) [19].
- QP DFB-Laser mit  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  [20]
- QP-Laser für “High-Power”-Anwendungen: Ausgangsleistung 3 W [21]
- Vertikalemitter (VCSEL) bei  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  auf GaAs Substrat [22]

Die Arbeiten zu *Quantenpunktlasern* im sichtbaren Spektralbereich sind im Vergleich dazu weit weniger zahlreich. Rot-emittierende Quantenpunkte existieren im Materialsystem InAlAs/GaAs [23] sowie in dem von uns untersuchten InP/GaInP/GaAs System [24]. Die weltweit ersten

elektrisch betriebenen Laser basierend auf InP/GaInP Quantenpunkten konnten im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt werden [25, 26].

Das Verständnis der optischen Eigenschaften der InP/GaInP Quantenpunkte vor allem im Hinblick auf ihre Anwendung in Lasern ist bis dato sehr begrenzt. Ein wesentlicher Aspekt der vorliegenden Arbeit ist es, diese Lücke zu füllen und mit einer detaillierten Analyse der zur Verfügung stehenden, selbst hergestellten *Quantenpunktlaser* einen Wissenstand zu erreichen, der es auf der einen Seite ermöglicht, die oben angeführten, an *Quantenpunktlaser* geknüpften Erwartungen zu verifizieren und Ansätze zur Optimierung der vorhandenen Bauteile zu liefern. Ein kritischer Vergleich mit bereits existierenden Quantenfilmlasern, die im selben Spektralbereich emittieren, erlaubt eine Einschätzung des status quo.

Wir werden zunächst die prinzipiellen Eigenschaften niederdimensionaler Systeme diskutieren, um danach auf deren Herstellung mit besonderem Augenmerk auf InP/GaInP Quantenpunkte einzugehen. Die untersuchten Proben werden in Kapitel 2 vorgestellt.

Die strukturellen Eigenschaften der InP/GaInP Quantenpunkte und die sich daraus ergebenden Konsequenzen für deren optische Eigenschaften sind Gegenstand der Kapitel 3 und 4, wobei das Hauptaugenmerk in Kapitel 4 auf der Untersuchung der optischen Verstärkung in diesen Strukturen liegt. Hierbei spielen vor allem die Temperaturabhängigkeit und Sättigungseffekte eine wesentliche Rolle. Eine Diskussion der spektralen Emissionseigenschaften unserer *Quantenpunktlaser* findet ebenfalls in diesem Kontext statt.

Die Bauteileigenschaften der InP/GaInP *Quantenpunktlaser* sind das Thema des Kapitels 5, in dem in erster Linie die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte und der Quantenausbeute analysiert wird.

Die dynamischen Eigenschaften unserer *Quantenpunktlaser* werden in Kapitel 6 mittels Modulationsexperimenten untersucht.

# Kapitel 1

## Teilchen in niederdimensionalen Systemen

### 1.1 Vom Volumenmaterial zum Quantenpunkt

#### 1.1.1 Energieniveaus und Zustandsdichte

Ausgehend von einem halbleitenden Volumenmaterial, in dem sich die Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen wie freie Teilchen mit einer effektiven Masse  $m^*$  bewegen können [27], wollen wir die Veränderungen betrachten, die eine Einschränkung der Bewegung in einer und mehr Dimensionen mitsichbringt. Quantenmechanisch lassen sich quasi-freie Elektronen und Löcher als ebene Wellen mit einer Wellenlänge  $\lambda$  beschreiben, die als de-Broglie-Wellenlänge bekannt ist:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}, \quad (1.1)$$

wobei  $k$  der Betrag des zugehörigen Wellenvektors ist. Mit der Beziehung  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$  läßt sich  $\lambda$  für die thermische Energie  $E = k_b T$  abschätzen. Man erhält bei Raumtemperatur für InP eine de-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_e \approx 30$  nm für die Elektronen und  $\lambda_h \approx 10$  nm für die

schweren Löcher. Die Ladungsträger werden dann eine Einschränkung ihrer freien Bewegung erfahren, wenn das Material, in dem sie sich befinden, wenigstens in einer Dimension eine Strukturgröße kleiner als die de-Broglie-Wellenlänge aufweist. Auf die technologische Realisierung solcher Strukturen werden wir später eingehen. Die physikalischen Konsequenzen reduzierter Dimensionalität lassen sich am einfachsten anhand der resultierenden Dispersionsrelation  $E(\mathbf{k})$  und der Zustandsdichte  $D(E)$  für die Ladungsträger erläutern.

Im isotropen Volumenmaterial lautet die Dispersionsrelation für das Leitungsband näherungsweise (analog für das Valenzband):

$$E^{3d}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*} + E_c, \quad (1.2)$$

woraus der wohlbekannte Zusammenhang zwischen Zustandsdichte  $D$  und Teilchenenergie  $E$  folgt:

$$D^{3d}(E) \sim \sqrt{E - E_c}, \quad (1.3)$$

wobei  $E_c$  die energetische Lage der Leitungsbandkante angibt.

Wird davon ausgehend die freie Bewegung der Teilchen in einer Dimension, wie oben erläutert, eingeschränkt, dann liegt das physikalische Szenario eines *Quantentopfes* oder *Quantenfilmes* vor. Die Bewegung der Ladungsträger ist nur noch in zwei Dimensionen frei - senkrecht dazu quantisiert. Es entstehen Subbänder, deren zugehörige Dispersionsrelationen lauten:

$$E_{\mu}^{2d}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m^*} + E_{\mu} \quad \mu = 1, 2, \dots \quad (1.4)$$

$\mathbf{k}_{\parallel}$  ist dabei der Wellenvektor in der Filmebene.  $\mu$  indiziert die Subbänder.  $E_{\mu}$  steht für die Bandkantenenergie des  $\mu$ -ten Subbandes. Wie man aus der Quantenmechanik weiß, haben die Subbänder im Potentialtopf mit unendlich hohen Barrieren einen Abstand  $E_{\mu} - E_{\mu-1} \sim 1/L^2$  - also umgekehrt proportional zum Quadrat der Filmdicke  $L$ . Für die Zustandsdichte ergibt sich aus Gl. 1.4 im Vergleich zum Volumenmaterial eine tiefgreifende Änderung:

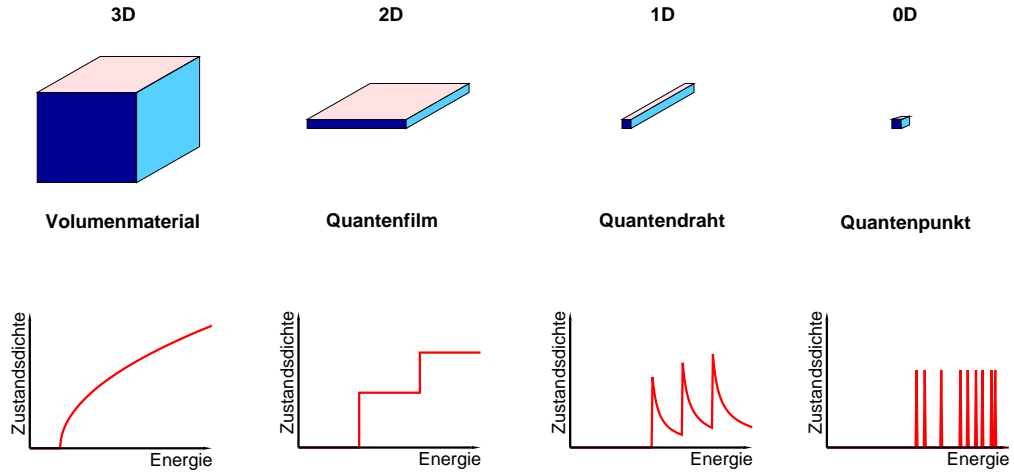


Abbildung 1.1: Zustandsdichte von Strukturen mit abnehmender Dimensionalität

$$D^{2d}(E) \sim \sum_{\mu} \Theta(E - E_{\mu}) \quad (1.5)$$

wobei

$$\Theta(E - E_{\mu}) = \begin{cases} 1 & : E > E_{\mu} \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (1.6)$$

Die erste experimentelle Beobachtung dieser Subbandstruktur in Halbleiter-Quantenfilmen gelang 1974 Chang *et al.* [28] und Dingle *et al.* [2].

Bei freier Bewegung in nur noch einer Dimension, im Falle des *Quantendrahtes*, ergibt sich:

$$E_{\mu,\nu}^{1d}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m^*} + E_{\mu,\nu} \quad \mu, \nu = 1, 2, \dots \quad (1.7)$$

Daraus folgt für die Zustandsdichte:

$$D^{1d}(E) \sim \sum_{\mu,\nu} \frac{1}{\sqrt{E - E_{\mu,\nu}}} \quad (1.8)$$

Wird schließlich die Strukturdimension in allen drei Raumrichtungen kleiner als die de-Broglie-Wellenlänge, so entsteht ein vollständig quantisiertes System - der *Quantenpunkt*. Ladungsträger darin existieren

nur noch in diskreten Zuständen - eine freie Bewegung ist nicht mehr möglich. Demzufolge kann ein Teilchen auch nur diskrete Energiewerte annehmen:

$$E^{0d} = E_{\mu,\nu,\xi} \quad \mu, \nu, \xi = 1, 2, \dots \quad (1.9)$$

Die Zustandsdichte besteht daher aus einer Summe von Delta-Funktionen - ähnlich der eines Atoms:

$$D^{0d}(E) = \frac{2}{V_d} \sum_{\mu,\nu,\xi} \delta(E - E_{\mu,\nu,\xi}) \quad (1.10)$$

Dabei ist  $V_d$  das Volumen eines Quantenpunktes.

### 1.1.2 Exzitonen und Oszillatorstärke

Bei obigen Betrachtungen sind wir von de-facto Einteilchenzuständen ausgegangen. Eine Wechselwirkung Elektron-Elektron oder Elektron-Loch wurde dabei nicht betrachtet. Eine Diskussion der Vielteilcheneigenschaften in Halbleitern und der daraus resultierenden Korrekturen für die Zustände und deren Eigen-Energien liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Wir verweisen den interessierten Leser auf Ref. [29]. Wir wollen uns hier lediglich Spezialfälle von Mehrteilchen-Wechselwirkungen anschauen. Die anziehende Coulomb-Wechselwirkung zwischen einem Elektron und einem Loch, beispielsweise, kann zu der Bildung eines Quasiteilchens führen - dem Exziton.

#### Exzitonen im Volumenmaterial

Analog zum Wasserstoffatom, bei dem ein Elektron an ein Proton gebunden ist, läßt sich das Szenario eines Exzitons im Halbleiter beschreiben, bei dem Elektron und Loch mittels der Coulomb-Wechselwirkung aneinander gebunden sind [30]. Dabei unterscheidet man zwei Typen von Exzitonen. Von einem *Frenkel-Exziton* [31] spricht man, wenn die gemeinsame Wellenfunktion des Elektron-Loch-Paares nur eine sehr geringe Ausdehnung von typischerweise wenigen Elementarzellen hat - die zugehörige Bindungsenergie liegt im eV-Bereich. Ist die Wellenfunktion anderer-

seits über mehrere Elementarzellen ausgedehnt, dann spricht man von einem *Mott-Wannier-Exziton* [32]. Die Mott-Wannier-Exzitonen sind maßgeblich für die exzitonischen Eigenschaften optischer Übergänge in Halbleitern. Aufgrund der Delokalisierung im Ortsraum können die beteiligten Elektronen und Löcher durch ihre Eigenschaften nahe der Bandkante beschrieben werden. Es ergibt sich eine Grundzustands-Bindungsenergie analog zum Wasserstoffproblem:

$$E_0^{3d} = -\frac{\mu^*}{\epsilon^2} \cdot R_y, \quad (1.11)$$

wobei  $1/\mu^* = 1/m_e^* + 1/m_h^*$  die reduzierte effektive Masse des Elektron-Loch-Paares angibt, und  $\epsilon$  die statische Dielektrizitätskonstante des Halbleiters ist.  $R_y = -13.6$  eV ist die *Rydberg-Energie*. Der zugehörige effektive *Bohr-Radius*  $a^*$  lautet:

$$a^* = \frac{\epsilon}{\mu^*} \cdot a_B, \quad (1.12)$$

mit  $a_B = 0.529$  Å, dem Bohr-Radius des Wasserstoff-Atoms.

Für InP findet man typischerweise  $E_x^{3d} \approx -5.5$  meV und  $a^* \approx 10.6$  nm [33].

## Exzitonen im Quantenpunkt

Im Gegensatz zur freien Bewegung der Mott-Wannier-Exzitonen im Volumenmaterial ist ein Elektron-Loch-Paar im Quantenpunkt auf das Volumen  $V_d$  beschränkt. Dies hat zum einen quantisierte Energieniveaus nach Gl. 1.9 zur Folge, zum anderen ändert sich auch die (Coulomb-)Wechselwirkungsenergie  $E_x^{0d}$  gegenüber Gl. 1.11 in Abhängigkeit von der Quantenpunktgröße. Nimmt man der Einfachheit halber einen sphärischen Quantenpunkt mit Radius  $a$  an, dann läßt sich für den Fall  $a \ll a^*$  (strong confinement regime)  $E_x^{0d}$  ausdrücken als [34]:

$$E_x^{0d} = 1.8 \cdot \frac{a^*}{a} \cdot E_x^{3d} \quad (1.13)$$

Für einen sphärischen InP Quantenpunkt mit Radius  $a = 4$  nm erhält man damit  $E_x^{0d} \approx -26$  meV - eine deutliche Erhöhung der Exzitonenbin-

dungsenergie verglichen mit dem Volumenmaterial. Für pyramidenförmige InAs/GaAs Quantenpunkte mit einer Basislänge von 10-20 nm wurden Exzitonenbindungsenergien zwischen 11 meV und 26 meV berechnet [35].

### Biexzitonen und Multiexzitonenkomplexe

Bereits in den 40 'er Jahren wurde von Hylleraas und Ore [36] die Existenz stabiler Gebilde bestehend aus zwei Elektronen und zwei Löchern (damals genannt: *positronium molecule*) vorhergesagt. 1966 gelang Haynes die experimentelle Beobachtung eines solchen exzitonen Moleküls - kurz: Biexziton - in Silizium-Volumenmaterial [37]. Die Bindungsenergie beider Exzitonen aneinander  $E_{xx}^{3d}$  wurde zu  $0.1 \cdot E_x^{3d}$  abgeschätzt (im Falle des Siliziums also  $E_{xx}^{3d} \approx 0.8$  meV). Im Volumenmaterial sind Biexzitonen daher in der Regel nur bei tiefen Temperaturen und in Materialien mit großen Exzitonenbindungsenergien beobachtbar. Die erste experimentelle Beobachtung von Biexzitonen in Quantenpunkten gelang Hu *et al.* [38] und man fand, daß die Biexzitonenbindungsenergie  $E_{xx}^{0d}$  im Quantenpunkt bei hinreichend kleinen Strukturgrößen ( $a < a^*$ ) vergleichbar zu  $E_x^{3d}$  sein kann - damit also etwa eine Größenordnung größer als  $E_{xx}^{3d}$ . Bei selbstorganisierten InGaAs/GaAs und InP/GaInP Quantenpunkten fand man experimentell  $E_{xx}^{0d} \approx 3$  meV [39, 40] - im Vergleich dazu:  $E_{xx}^{3d}(\text{InP}) \approx 1$  meV [41].

Darüberhinaus sind auch Gebilde aus mehr als zwei Elektron-Loch-Paaren vorstellbar (Multiexzitonen), die elektrisch nicht neutral sein müssen (charged exciton complex). Im Volumenmaterial sind diese nur in seltenen Fällen nachweisbar. Bei der spektroskopischen Untersuchung einzelner Quantenpunkte hingegen lassen sich diese Multiexzitonen beobachten und studieren [42, 43].

### Oszillatorstärke strahlender Übergänge in Quantenpunkten

Um die "Stärke" eines optischen Überganges zu charakterisieren, bedient man sich gemeinhin der *Oszillatorstärke*  $f$ :

$$f = \frac{2|p_{cv}|^2}{m\hbar\omega}, \quad (1.14)$$



wobei  $m$  die Masse eines freien Elektrons und  $\hbar\omega$  die Energiedifferenz zwischen dem Ausgangs- und Endzustand ( $\Psi_c$  bzw.  $\Psi_v$ ) angibt.  $p_{cv} = \langle \Psi_v | e \cdot \mathbf{p} | \Psi_c \rangle$  ist das Dipolmatrixelement des Band-Band-Übergangs.  $f$  kann man interpretieren, als die effektive Anzahl an Oszillatoren, die an dem betrachteten optischen Übergang beteiligt sind. Die strahlende Lebensdauer  $\tau_{\text{rad}}$  hängt mit  $f$  wie folgt zusammen [44]:

$$\tau_{\text{rad}} = \frac{2\pi\epsilon_0 m c^3}{n e^2 \omega^2 f}. \quad (1.15)$$

$n$  ist der Brechungsindex,  $\epsilon_0, m_0, c$  und  $e$  sind die üblichen fundamentalen physikalischen Konstanten.

Betrachten wir nun die exzitonische Oszillatorstärke pro Einheitsvolumen im Volumenmaterial [45]:

$$f_{\text{Ex}} = f \cdot \frac{V_{\text{coh}}}{\pi a^{*3}}, \quad (1.16)$$

worin  $V_{\text{coh}}$  das Volumen angibt, in dem die Anregung kohärent ist. Das bedeutet je größer das Kohärenzvolumen, umso mehr Kristallatome sind am optischen Übergang beteiligt und umso größer ist damit  $f_{\text{Ex}}$ .  $V_{\text{coh}}$  ist durch Streuprozesse limitiert [46, 47], so daß für einen unendlich ausgedehnten Kristall  $f_{\text{Ex}}$  nicht beliebig groß werden kann.

Für Quantenpunkte mit  $a \gg a^*$  haben Takagahara [48] und Hanamura [49] in der Effektiv-Massen-Näherung gezeigt, daß die Oszillatorstärke linear mit dem Volumen des Quantenpunktes  $V_d$  zunimmt. Die Oszillatorstärke im Quantenpunkt kann die im Volumenmaterial um ein Vielfaches übersteigen, solange die Anregung über das gesamte Volumen des Quantenpunktes kohärent ist.

Für biexzitonische Übergänge  $|xx\rangle \rightarrow |x\rangle$  ( $|xx\rangle$ : biexzitonischer Zustand und  $|x\rangle$ : exzitonischer Zustand) findet man eine sogar noch stärkere Zunahme der Oszillatorstärke in Quantenpunkten [50].

## 1.2 Erwartungen aus Sicht der Optoelektronik

Wie man sich vorstellen kann, hat die Idee künstlich geschaffener Objekte, die physikalische Eigenschaften ähnlich denen von Atomen aufwei-

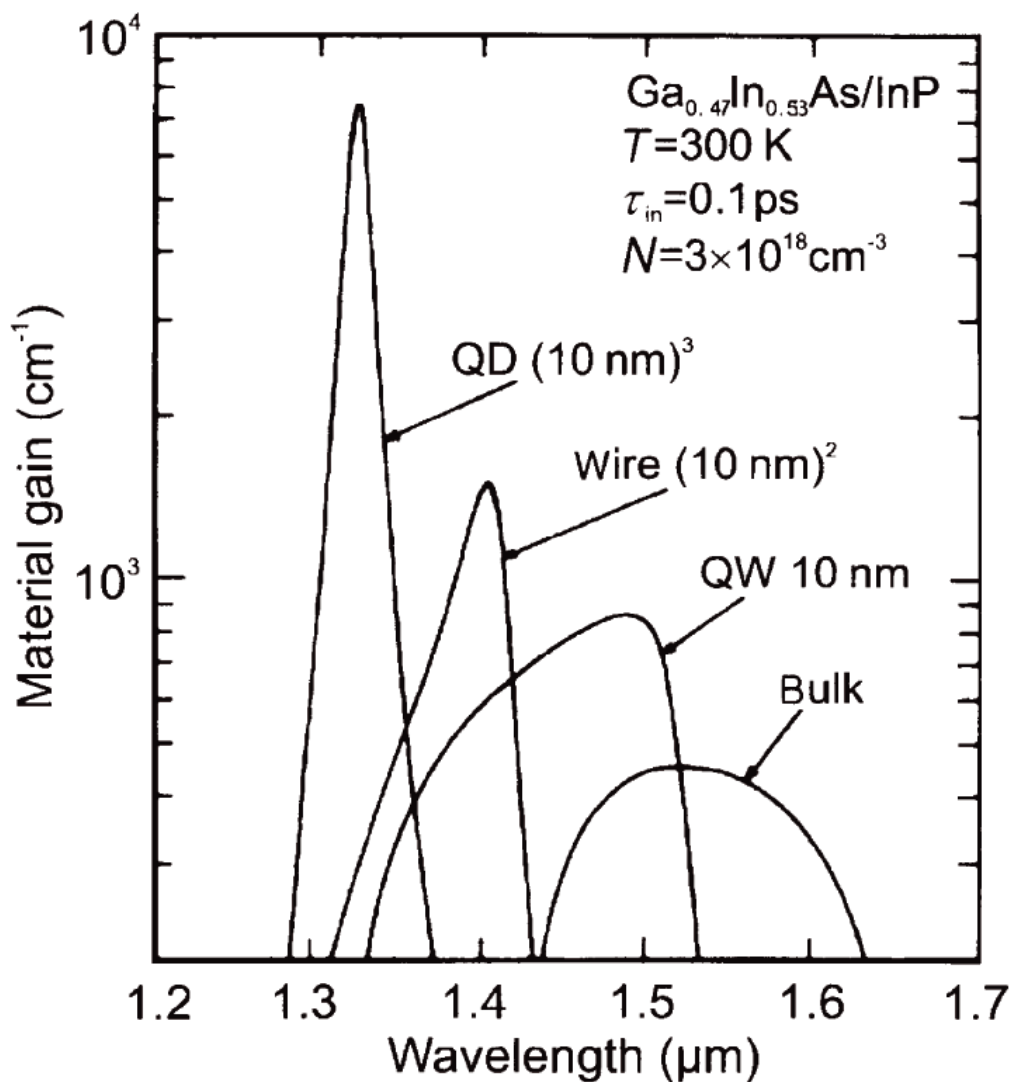


Abbildung 1.2: Vergleich aktiver Materialien unterschiedlicher Dimensionalität bezüglich der zu erwartenden optischen Verstärkung bei konstanter Ladungsträgerdichte [10].

sen, die Wissenschaftler von Anfang an fasziniert. Von Quantenpunktlasern erwartet man sich aufgrund der delta-förmigen Zustandsdichte von Quantenpunkten in Verbindung mit einer erhöhten Oszillatorstärke der optischen Übergänge einen drastischen Fortschritt für die Optoelektronik.

Wenn man sich das niedrigste Energieniveau (Grundzustand) eines Quantenpunktes vorstellt, so kann dieses von maximal zwei Elektron-Loch-Paaren (Exzitonen) besetzt werden - es bildet sich ein Biexziton. Vom Standpunkt der Laserphysik aus bedeutet dieses Szenario bereits

vollständige Inversion und damit maximale optische Verstärkung. Eine thermische Umverteilung der Ladungsträger ist - im Gegensatz zu höherdimensionalen Systemen - im Quantenpunkt nicht möglich, wenn man annimmt, daß der nächsthöhere quantisierte Zustand energetisch hinreichend weit entfernt ist. Daher erwartet man für Quantenpunkte eine spektral scharfe optische Verstärkung - auch bei Raumtemperatur. Asada *et al.* haben für die optische Verstärkung von Quantenpunkten einen 5-10 fach höheren Wert im Vergleich zu Quantenfilmen bei gleicher Ladungsträgerdichte vorhergesagt (Abb. 1.2) [10].

Infolgedessen stellen Quantenpunkte Laser mit deutlich niedrigeren Schwellstromdichten, die im Idealfall temperaturunabhängig sind [9], in Aussicht. Die starke Abhängigkeit der optischen Verstärkung von der Ladungsträgerdichte bedeutet darüberhinaus eine große differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dn}$  in Quantenpunktlasern, was eine hohe Modulationsbandbreite zur Folge haben sollte [51].

Diese Aussichten rechtfertigen eine tiefergehende Auseinandersetzung mit der keineswegs trivialen Herstellung dieser Nanostrukturen.

## 1.3 Herstellung von Halbleiter-Quantenpunkten

Die Formulierung der Problems ist zunächst sehr einfach. Man nehme einen Halbleiterkristall mit einer räumlichen Ausdehnung von wenigen Nanometern (in Atomen gesprochen heißt das: wenige tausend Atome dieses Materials) und bette ihn in ein anderes Halbleitermaterial mit größerer Bandlücke ein. Dadurch entsteht im günstigsten Fall in allen drei Raumrichtungen eine Barriere sowohl für die Löcher als auch für die Elektronen, was nichts anderes bedeutet als einen drei-dimensionalen Potentialtopf mit endlich hohen Barrieren - oder schlicht: Quantenpunkt. Wir wollen hier nicht alle Verfahren zur Realisierung von Quantenpunkten diskutieren sondern nur einige wenige vorstellen.

### 1.3.1 Lithographische Methoden

Eine Reihe von Herstellungsmethoden geht von einer Quantenfilmstruktur, also einem zwei-dimensionalen System, aus. Eine laterale Strukt-

rierung erfolgt dann beispielsweise durch lithographisches Aufbringen einer nanometergroßen Ätzmaske und anschließenden trocken- und naß-chemischen Ätzschritten [52, 53, 54, 55, 56]. Statt zu ätzen kann man auch mittels Ionenimplantation eine Materialdurchmischung in den nicht-maskierten Bereichen der Struktur herbeiführen [57]. In Abb. 1.3 ist ein Feld von etwa 30 nm großen, geätzten Quantenpunkten zu sehen - das Überwachsen mit einem Material, das eine größere Bandlücke, als das ursprüngliche Quantenfilmmaterial hat, vervollständigt den Herstellungsprozeß. Der kritische Prozeßschritt bei dieser Herangehensweise ist das Trockenätzen bzw. die Ionenimplantation. In beiden Fällen wird das Material an den Grenzflächen geschädigt, d.h. es werden Zentren für nicht-strahlende Ladungsträgerrekombination erzeugt, die das Material im Extremfall für optoelektronische Anwendungen völlig unbrauchbar machen. Nichtsdestotrotz gelang 1994 Hirayama *et al.* die Herstellung eines Quantenpunktlasers mit geätzten Quantenpunkten - bei 77 K [60].

In einem anderen Ansatz strukturiert man nicht das aktive Material sondern das Substrat vor der Epitaxie [59, 61]. Mit Hilfe anisotroper Ätzverfahren werden so pyramidenähnliche Vertiefungen im Substrat erzeugt (Abb. 1.4). Wird anschließend eine Quantenfilmstruktur auf diesem Substrat epitaxiert, so entsteht in der Spitze der Vertiefung ein Quantenpunkt [62]. Die so erhaltenen Quantenpunkte weisen eine hohe optische Qualität auf, da das aktive Material keinen Strukturierungsschritten unterzogen werden muß.

Der größte Vorteil dieser Herstellungsmethoden ist die präzise Kontrolle über die Position und teilweise auch über die Größe der geschaffenen Quantenpunkte. Die angesprochenen Materialschädigungen auf der einen sowie die geringe erreichbare Flächendichte von  $10^6 \text{cm}^{-1} - 10^8 \text{cm}^{-1}$  [59, 61] und der damit verbundene kleine Füllfaktor in Laserstrukturen auf der anderen Seite stellen jedoch große Schwachpunkte dar. So hat sich im Bereich der Lichtemitter fast ausschließlich das verspannungsinduzierte selbstorganisierte Wachstum zur Herstellung von Quantenpunkten durchgesetzt. Da auch alle in dieser Arbeit untersuchten Proben auf diesem Verfahren basieren, wollen wir im Folgenden darauf etwas genauer eingehen.

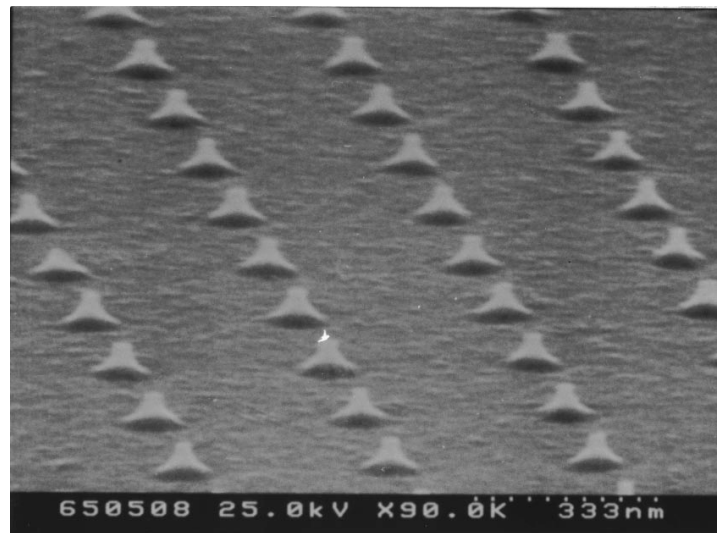


Abbildung 1.3: Feld geätzter 30 nm großer InGaAs/GaAs Quantenpunkte [58]

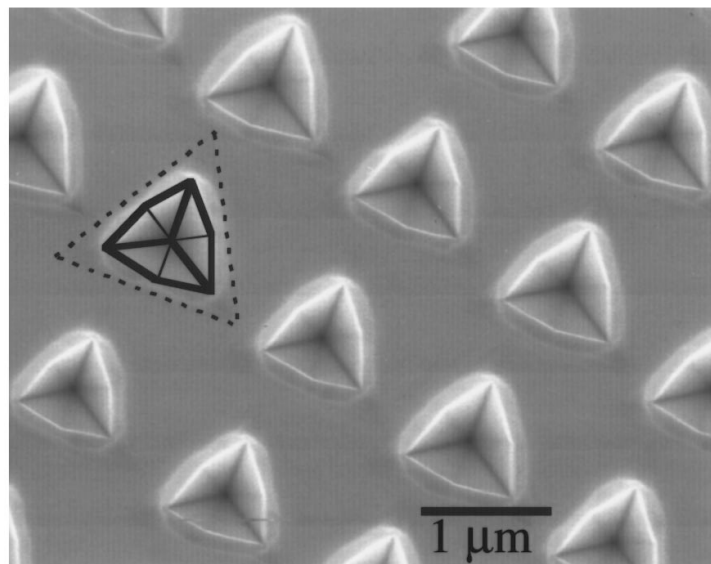


Abbildung 1.4: Epitaxie eines Quantenfilms auf diesem vorstrukturierten Substrat führt zur Entstehung eines Quantenpunktes in den Spitzen der Vertiefungen [59].

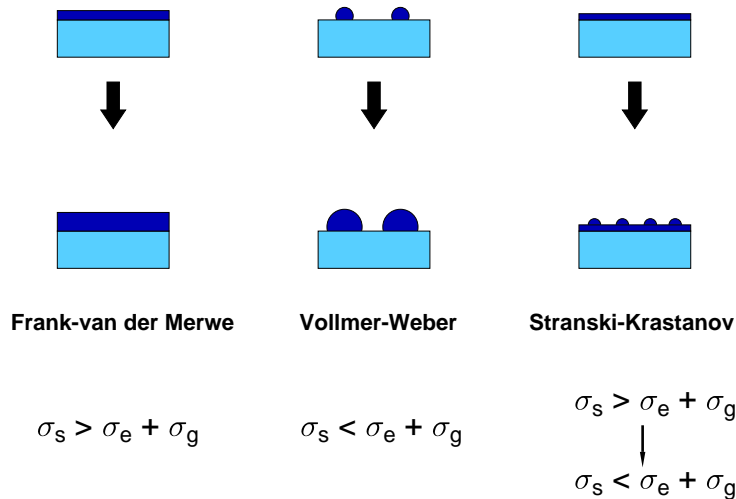


Abbildung 1.5: Wachstumsmodi bei der Heteroepitaxie

### 1.3.2 Selbstorganisiertes Wachstum von Quantenpunkten

Im Gegensatz zu den vorher genannten Methoden kommt man bei diesem Herstellungsverfahren ohne aufwendige Lithographie und materialschädigende Ätz- oder Implantationsschritte aus. Es genügt, genauso wie bei der Herstellung von Quantenfilmen, ein Epitaxieschritt.

Grundsätzlich existieren bei der Heteroepitaxie drei Wachstumsmodi. Dabei kommt es stets auf das Verhältnis der Oberflächenenthalpie  $\sigma_s$  des Substrates zur Summe der Oberflächenenthalpie des epitaxierten Materials  $\sigma_e$  und der zugehörigen Grenzflächenenthalpie  $\sigma_g$  an (Abb. 1.5).  $\sigma_g$  beinhaltet die Verspannungsenergie des aufgewachsenen Materials.

- Das *Frank-van-der-Merve* Wachstum [63], oder einfach Schichtwachstum, ist gekennzeichnet durch ein Überwiegen von  $\sigma_s$ . Das aufwachsende Material benetzt das Substrat vollständig.
- Beim *Vollmer-Weber* Wachstum [64] dagegen sind die Enthalpie-

verhältnisse genau umgekehrt - ein benetzendes Wachstum findet von Anfang an nicht statt.

- Das *Stranski-Krastanow* Wachstum [15] ist etwas komplizierter zu beschreiben. Zunächst bildet sich eine Benetzungsschicht, die man im Englischen *wetting layer* nennt. Ab einer gewissen, von der Materialkombination abhängigen, kritischen Schichtdicke  $t_c$  hat die Verspannungsenergie, und damit  $\sigma_g$ , so weit zugenommen, daß sich die Enthalpieverhältnisse umkehren und im Weiteren ein drei-dimensionales Inselwachstum stattfindet. Dieses Inselwachstum verläuft anfangs ohne Bildung von Versetzungen, so daß die entstehenden Inseln zunächst kohärent verspannt sind. Erst mit zunehmender abgeschiedener Materialmenge tritt Relaxation und Defektbildung auf. Schön zu sehen ist das Wesen dieses Wachstumsmodus in Aufnahmen mit einem Rasterkraftmikroskop bei zunehmender abgeschiedener Materialmenge (Abb. 1.6). In diesem Fall wurde mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) InP auf  $\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$  aufgewachsen. Zwischen diesen beiden Materialien existiert eine Gitterfehlانpassung  $\Delta a/a = -3.7\%$  [24], die eine kompressive Verspannung des aufwachsenden InP zur Folge hat. Aus Abb. 1.6 kann man ein  $t_c$  von 1–1.25 Monolagen (ML) ableiten. Die so gebildeten InP Quantenpunkte können anschließend im selben Epitaxieschritt mit  $\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$  überwachsen werden.

Materialsystem	$ \Delta a/a $	$t_c$ [ML]	$h\nu$ [eV]	Zitat
In(Ga)As/GaAs	$\leq 7\%$	1.7	0.95-1.2	[16, 66]
InP/ $\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$	3.7 %	1-2	1.64-1.82	[24, 67, 68]
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/\text{GaP}$	$\leq 7.7\%$	$\sim 2$	1.9-2	[69, 70]
Ge/Si	4.2 %	$\sim 3$	0.8-1.1	[14, 71]
$\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\leq 7\%$	$\sim 1.5-3.8$	1.7-1.9	[72, 73]

Tabelle 1.1: Auswahl von Materialsystemen zur Epitaxie selbstorganisierter Quantenpunkte im Stranski-Krastanow-Wachstumsmodus

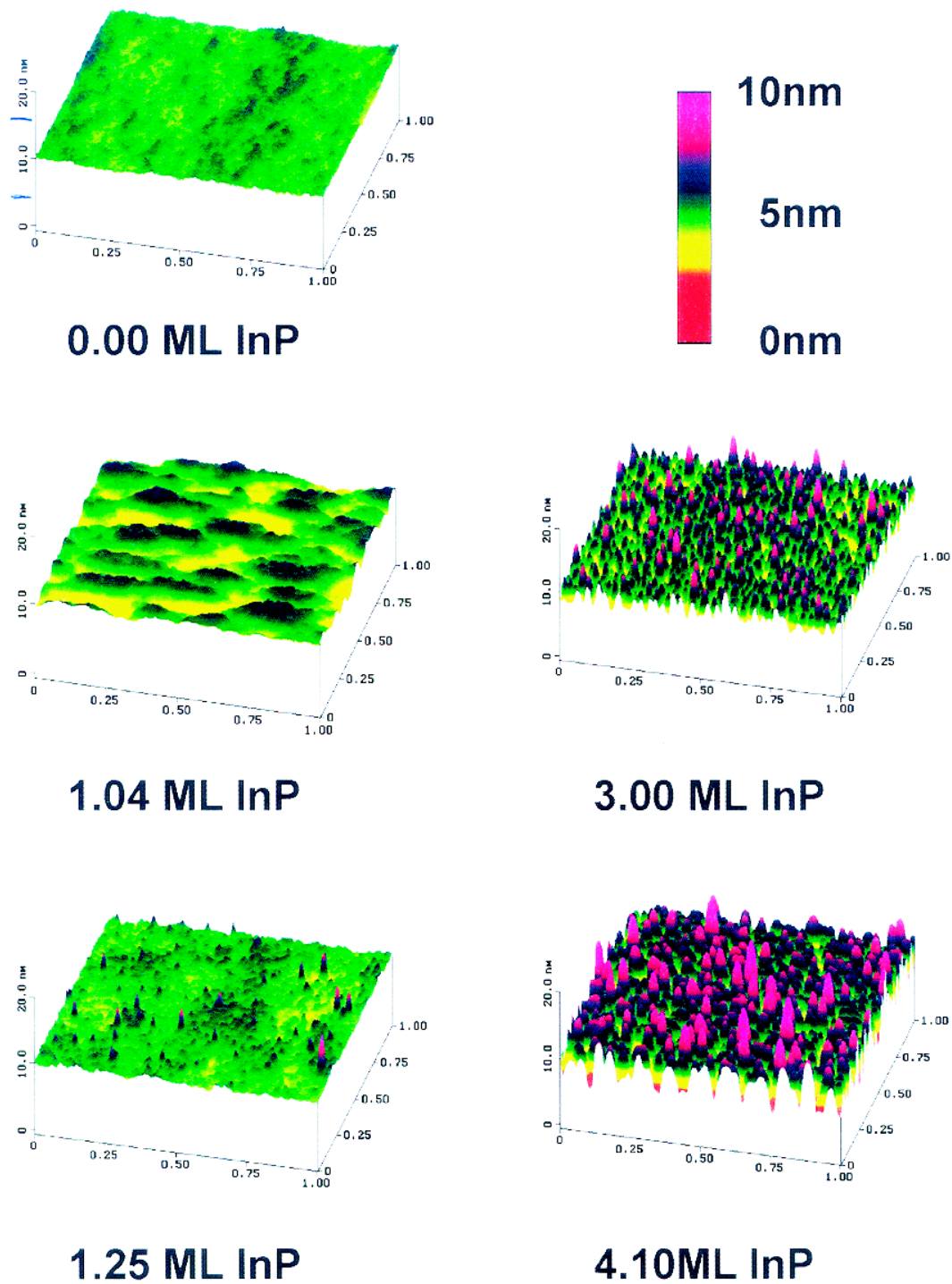


Abbildung 1.6: *Übergang vom Schichtwachstum zum Inselwachstum im Stranski-Krastanow-Modus (Materialsystem: InP/GaInP) [65]*



Mittlerweile sind eine ganze Reihe von Materialkombinationen bekannt, die ein Wachstum kohärent verspannter Quantenpunkte im Stranski-Krastanow-Modus erlauben. Eine kleine Auswahl zeigt Tab.1.1. Wie man sieht, zeigen Quantenpunkte in den Systemen InP/Ga<sub>0.52</sub>In<sub>0.48</sub>P, Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P/GaP und Al<sub>y</sub>In<sub>1-y</sub>As/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As optische Übergänge mit Energien  $h\nu$  im sichtbaren Spektralbereich. Der Nachweis des null-dimensionalen Charakters der auf diese Weise hergestellten Quantenpunkte ist in einer Vielzahl von Arbeiten erbracht worden [66, 74, 75, 76, 77, 78].

Natürlich hat man bei dem selbstorganisierten Wachstum der Quantenpunkte zunächst keine Kontrolle über ihre Position auf dem Substrat. Typischerweise bilden sich die Inseln aber bevorzugt an Monolagenstufen der Unterlage aus [79].

### 1.3.3 Kontrolle der Größe selbstorganisierter Quantenpunkte

Grundsätzlich läßt sich für alle Materialsysteme sagen, daß die Größe der Quantenpunkte über die Menge des abgeschiedenen Materials und die genauen Wachstumsbedingungen innerhalb gewisser Grenzen eingestellt werden kann - man muß allerdings in der Regel eine statistische Größenfluktuation von etwa 10 %-25 % hinnehmen [68, 80, 81, 82, 83, 84], was im Ensemble zu einer inhomogenen Verbreiterung der Zustandsdichte und damit der optischen Eigenschaften führt.

Wir wollen uns im Weiteren hauptsächlich auf das von uns untersuchte Materialsystem InP/Ga<sub>0.52</sub>In<sub>0.48</sub>P konzentrieren. Typischerweise entstehen dort beim MOCVD-Wachstum von Quantenpunkten drei Größenklassen [85], von denen eine jedoch aus größtenteils relaxierten, sehr großen Strukturen besteht, die uns hier nicht weiter interessieren soll. Daneben existiert noch eine Klasse großer Quantenpunkte (Typ B) mit einer Höhe von etwa 15-20 nm und einem Durchmesser von etwa 60 nm sowie eine Klasse kleiner Quantenpunkte (Typ A) mit einer Höhe von ca. 7 nm und einem Durchmesser von ca. 25 nm. Die Häufigkeitsverteilung dieser beiden Klassen ist in Abbildung 1.7 für ein Wachstumsszenario dargestellt. Welche der beiden Klassen

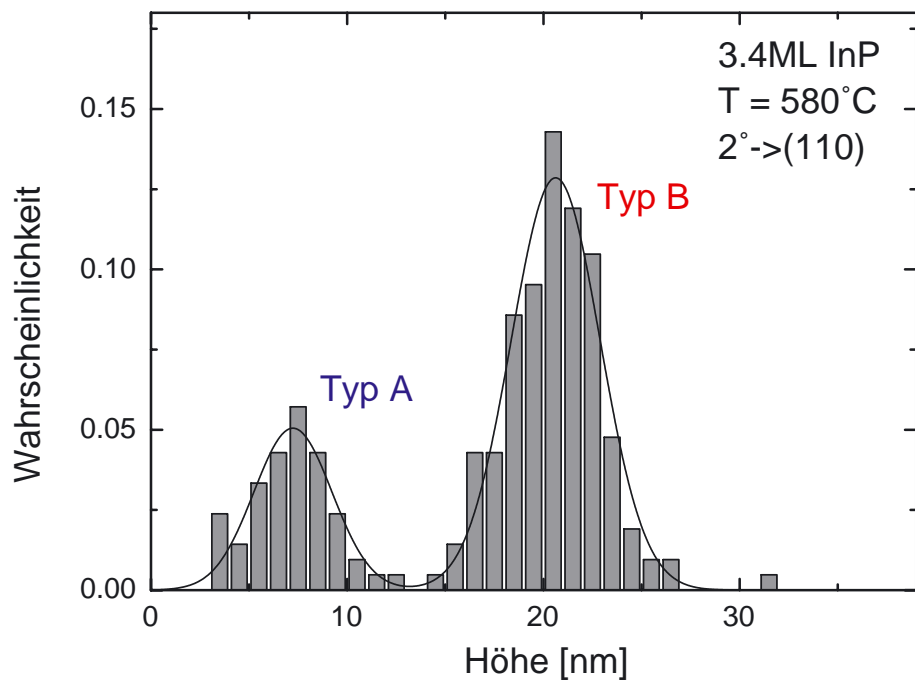


Abbildung 1.7: *Bimodale Größenverteilung der Quantenpunkte im Materialsystem InP/GaInP hergestellt mit MOCVD*

dominiert läßt sich durch die Menge an abgeschiedenem Material, die Wachstumstemperatur und durch die Wachstumsgeschwindigkeit einstellen [86]. Offensichtlich spielt dabei die Beweglichkeit der abgeschiedenen Gruppe-III-Adatome an der Oberfläche eine wesentliche Rolle, indem eine hohe Oberflächendiffusivität die Bildung größerer Quantenpunkte begünstigt [87]. Die kleineren Quantenpunkte sind aus vielerlei Gesichtspunkten sehr interessant, versprechen sie doch deutlicher ausgeprägte Quantisierungseffekte (vgl. 1.1), damit zum einen höhere Emissionsenergien für Lichtemitter sowie, wegen der größeren Niveauabstände, null-dimensionales Verhalten auch bei höheren Temperaturen.

In der MBE sind die Wachstumstemperaturen generell deutlich niedriger als in der MOCVD, so daß hier die bimodale Verteilung weniger deutlich ausgeprägt ist und bevorzugt kleinere (Typ A) Quantenpunkte entstehen - sie haben dort eine typische Höhe von 3-4 nm und einen

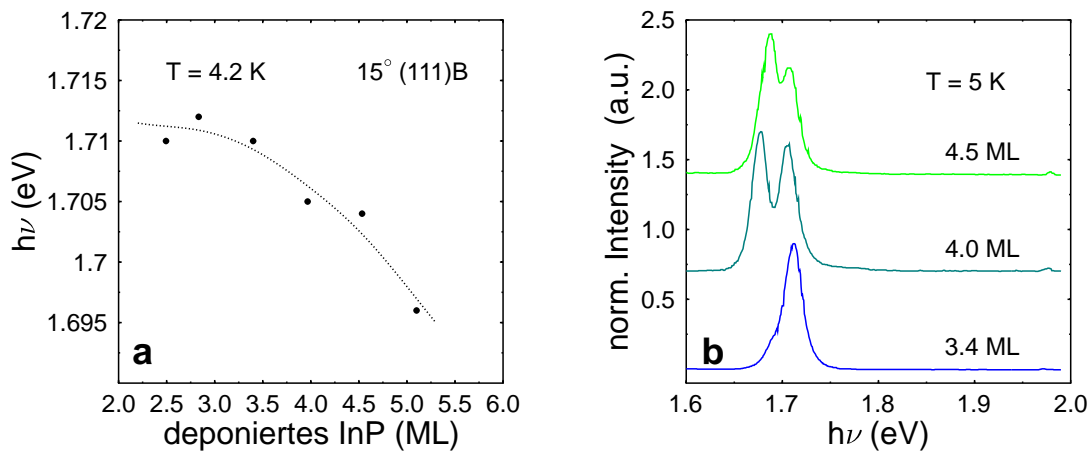


Abbildung 1.8: Emissionsenergie der Typ-A Quantenpunkte in Abhängigkeit der abgeschiedenen InP Menge a). In der Photolumineszenz beobachtet man bei zunehmender InP Abscheidung ein bimodales Verhalten. Die Proben wurden auf verkippten  $15^\circ(111)B$  Substraten gewachsen.

Durchmesser von etwa 16-20 nm [65, 88]. In der MOCVD, bei der man die Wachstumstemperaturen im Interesse der Materialqualität nicht soweit herabsetzen kann, muß man zu anderen Mitteln greifen, um die Beweglichkeit der Gruppe-III-Adatome zu verringern. Dies kann man erreichen indem man beispielsweise ein um  $15^\circ$  in die (111)B Richtung verkipptes Substrat verwendet. Auf diese Weise gelingt es, die Beweglichkeit an der Oberfläche soweit herabzusetzen, daß auch hier ausschließlich die kleinen Typ A Quantenpunkte entstehen [68].

Die Größe der Quantenpunkte innerhalb einer Typenklasse läßt sich beim MBE-Wachstum über die Menge des abgeschiedenen InP über weite Bereiche beeinflussen, was sich in der Durchstimmbarkeit der Emissionsenergie bei 8 K von 1.85 eV bis 1.53 eV (2-10 Monolagen (ML) InP) zeigt [24].

Bei der Herstellung mittels MOCVD wirkt sich die abgeschiedene Materialmenge zunächst auf die Flächendichte der Quantenpunkte aus, ihre Emissionsenergie (und damit ihre Größe) ändert sich dabei kaum [86]. Typischerweise liegt die Emission der kleinen Typ A Quantenpunkte bei 1.7-1.73 eV (4.3 K). Die Abhängigkeit der Emissionsenergie von der Menge des deponierten InP ist in Abbildung. 1.8 a) dargestellt. Eine

leichte Rotverschiebung ist zu beobachten, wenngleich man im Falle der MBE-Quantenpunkte bei vergleichbaren InP-Abscheidungen eine Rotverschiebung von etwa 150 meV findet [24]. Die Ursache für diese Unterschiede liegen sehr wahrscheinlich an den stark unterschiedlichen Wachstumstemperaturen beider Herstellungsverfahren. Mit zunehmender abgeschiedener Materialmenge bildet sich in der Photolumineszenz zunächst eine niederenergetische Schulter ( $h\nu \approx 1.68$  eV), deren Intensität mit der Menge an deponiertem InP ansteigt (s. Abb. 1.8 b)). Eine denkbare Erklärung für diese Beobachtung wäre die abermalige Ausbildung einer bimodalen Größenverteilung (auch auf dem  $15^\circ$  verkippten Substrat) mit zunehmender InP-Menge, wenngleich diese Frage erst noch abschließend geklärt werden muß. Andere Ansätze zur Variation der Emissionswellenlänge (Änderung der Komposition, gegenverspanntes GaInP,...) wurden von Jörg Porsche im Rahmen seiner Doktorarbeit [86] untersucht.

### 1.3.4 Gestapelte Quantenpunkte

Die typischen Flächendichten der InP Quantenpunkte auf GaInP liegen - abhängig von den Epitaxiebedingungen - maximal bei  $1 - 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  (MOCVD) [68] bzw.  $5 - 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  (MBE)[88]. Dies entspricht einer Flächenbedeckung  $\xi \approx 3 - 20 \%$ . In typischen Quantenpunktlasern ist der optische Füllfaktor, der letztendlich auch die modale optische Verstärkung mitbestimmt, proportional zu  $\xi$ . Um eine hohe modale optische Verstärkung zu erreichen und um Sättigungseffekte zu vermeiden, besteht daher die Notwendigkeit, eine große Anzahl von - möglichst homogenen - Quantenpunkten in der aktiven Zone bereitzustellen (Kapitel 4). Ist eine Steigerung der Flächendichte nicht mehr möglich, so kann man mehrere Schichten von Quantenpunkten aufeinander stapeln.

Dazu wird eine Schicht aus verspannten Quantenpunkten zunächst mit einer Pufferschicht überwachsen. Nach abermaligem Aufwachsen von Quantenpunkten findet man eine bevorzugte Bildung vertikal über den unterliegenden Quantenpunkten. Abbildung 1.9 zeigt eine Aufnahme dreier übereinander gestapelter InAs Quantenpunkte mit einem Raster-

tunnelmikroskop. Die Größe der Quantenpunkte nimmt in Wachstumsrichtung (Pfeil) zu [89]. Offensichtlich begünstigen die Verspannungsverhältnisse in der Pufferschicht an den Stellen der darunterliegenden Quantenpunkte die Anlagerung der aufwachsenden Quantenpunkte [90, 91].

Bei hinreichend dünnen Pufferschichten beobachtet man eine elektronische Kopplung der übereinanderliegenden Quantenpunkte aufgrund des quantenmechanischen Tunneleffektes. Diese Kopplung führt zusammen mit einer Änderung der Verspannungsverhältnisse in höheren Quantenpunktschichten [92] einerseits zu einer Rotverschiebung in der optischen Übergangsenergie (sichtbar im Photolumineszenzspektrum) zum anderen auch einer Homogenisierung der Quantenpunkt-Größen und damit zu einer Abnahme der inhomogenen PL-Linienbreite [93]. Auch bei den InP/GaInP Quantenpunkten konnte dieses vertikale Stapeln realisiert und die damit verbundenen Effekte beobachtet werden [94] (s. Abb. 1.10).

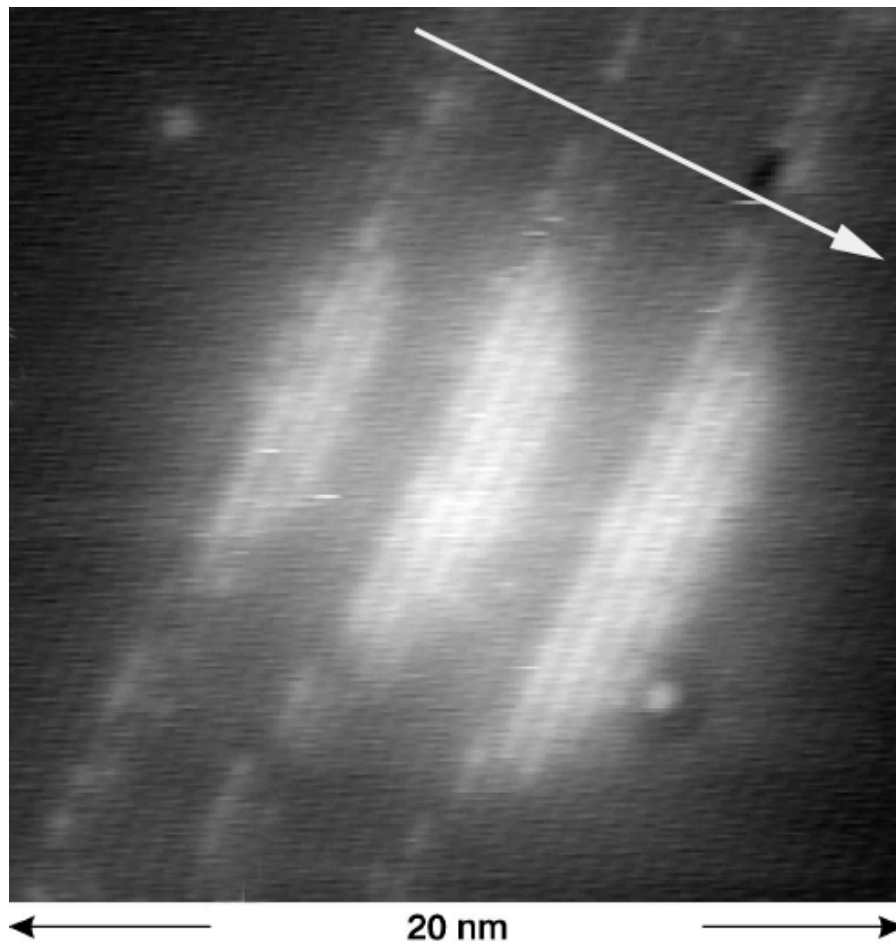


Abbildung 1.9: *Querschnittsaufnahme dreier aufeinander gestapelter InAs Quantenpunkte (in GaAs) mit einem Rastertunnelmikroskop (XSTM) [89].*

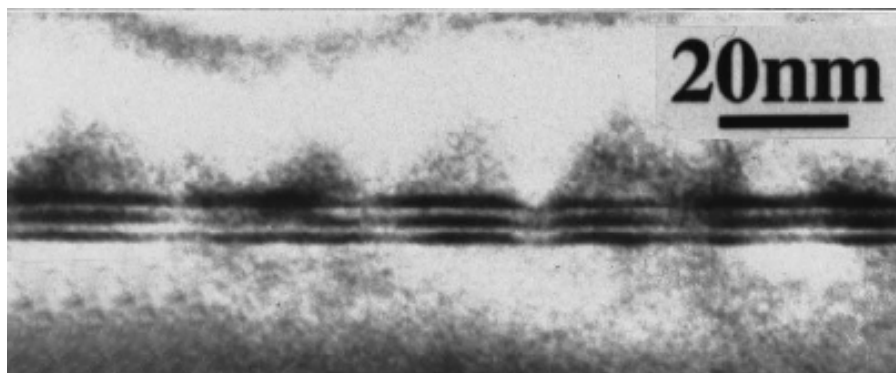


Abbildung 1.10: *Querschnittsaufnahme von gestapelten InP Quantenpunkten (in GaInP) mit einem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) [94] (Pufferschichtdicke  $\sim 2$  nm).*

## Kapitel 2

# Quantenpunkt- Laserstrukturen

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben enthalten ausnahmslos selbstorganisierte  $\text{InP}/\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$  Quantenpunkte, die im Stranski-Krastanow-Wachstumsmodus hergestellt wurden (s. Kap 1.3.2). Dabei kamen sowohl die MBE als auch die MOCVD als Epitaxieverfahren zum Einsatz. Namentlich sind hier die Kooperationen mit M. Zundel am *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (Stuttgart)*, für die Herstellung der MBE-Proben, und mit J. Porsche und F. Scholz am *4. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart*, für die Herstellung der MOCVD-Proben, zu nennen.

Da in dieser Arbeit überwiegend Laserstrukturen untersucht wurden, wollen wir deren Grundlagen im Folgenden kurz vorstellen.

### 2.1 Prinzipieller Schichtaufbau

Zum Substrat sei vorweggeschickt, daß die MBE-Proben auf exakt (100) orientiertem GaAs-Substrat gewachsen wurden während für die Laserstrukturen in der MOCVD aus den in Abschnitt 1.3.3 diskutierten Gründen, ein um  $15^\circ$  nach (111) $B$  vekipptes Substrat verwendet wur-

de. Die in der MOCVD hergestellten Quantenpunkte sind dabei, was ihre Emissionswellenlänge angeht, im wesentlichen durch die Substratfehlorientierung und die optimierten Wachstumsparameter auf 720 nm (90 K) festgelegt. Konzepte zur Variation der Emissionswellenlänge müssen in Zukunft erst noch für Laseranwendungen umgesetzt werden. Bei den MBE Proben nutzen wir den Wachstumsgradienten von der Mitte des Wafers zum Rand hin, um Laser mit unterschiedlicher Menge an abgeschiedenem InP ( $\rightarrow$  variierte Quantenpunktgröße) und damit unterschiedlicher Emissionswellenlänge (680-710 nm) zu erhalten.

Der zugrundeliegende Schichtaufbau richtet sich nach dem Prinzip der **Separate Confinement Heterostructure (SCH)**, bei dem die Ladungsträger und die optische Mode in Volumina unterschiedlicher Größe eingeschlossen sind. Die Führung der optischen Mode erfolgt darin durch das Brechungsindexprofil der Vertikalstruktur (s. Abschnitt 2.2).

Abb. 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines InP/Ga<sub>0.52</sub>In<sub>0.48</sub>P Quantenpunktlasers. Die InP Quantenpunktschichten befinden sich dabei im Zentrum eines nominell undotierten GaInP Wellenleiters, der durch dotierte Al(Ga)InP Mantelschichten vervollständigt wird. Dadurch entsteht eine pin-Diodenstruktur, die eine elektrische Ladungsträgerinjektion in die aktive Zone (Quantenpunkte) ermöglicht. Die verwendete Komposition der Mantelschichten ist durch ihre Dotierbarkeit beim jeweiligen Epitaxieverfahren gegeben. Während in der MBE für die p-Dotierung Beryllium und als Mantelschichtmaterial AlInP verwendet wurde, weil bis dato das Wachstum quaternärer Phosphide große technologische Schwierigkeiten bedeutete, kam in der MOCVD typischerweise mit Zink dotiertes (Al<sub>0.66</sub>Ga<sub>0.33</sub>)InP Einsatz [65, 86].

Um die intrinsischen optischen Wellenleiterverluste gering zu halten, muß die Dicke der Mantelschichten so gewählt werden, daß die geführte Mode hinreichend wenig in das GaAs-Substrat und die GaAs-Deckschicht mit einer, im Vergleich zur Photonenenergie, kleinen Bandlücke und einem hohen Brechungsindex lappt. Achim Moritz hat im Rahmen seiner Doktorarbeit an strukturverwandten Quantenfilmlasern sowohl experimentell als auch rechnerisch eine Mindestdicke für die Mantelschichten (der Komposition (Al<sub>0.66</sub>Ga<sub>0.33</sub>)InP) von 850 nm ermittelt, unterhalb derer man einen massiven Anstieg der intrinsischen



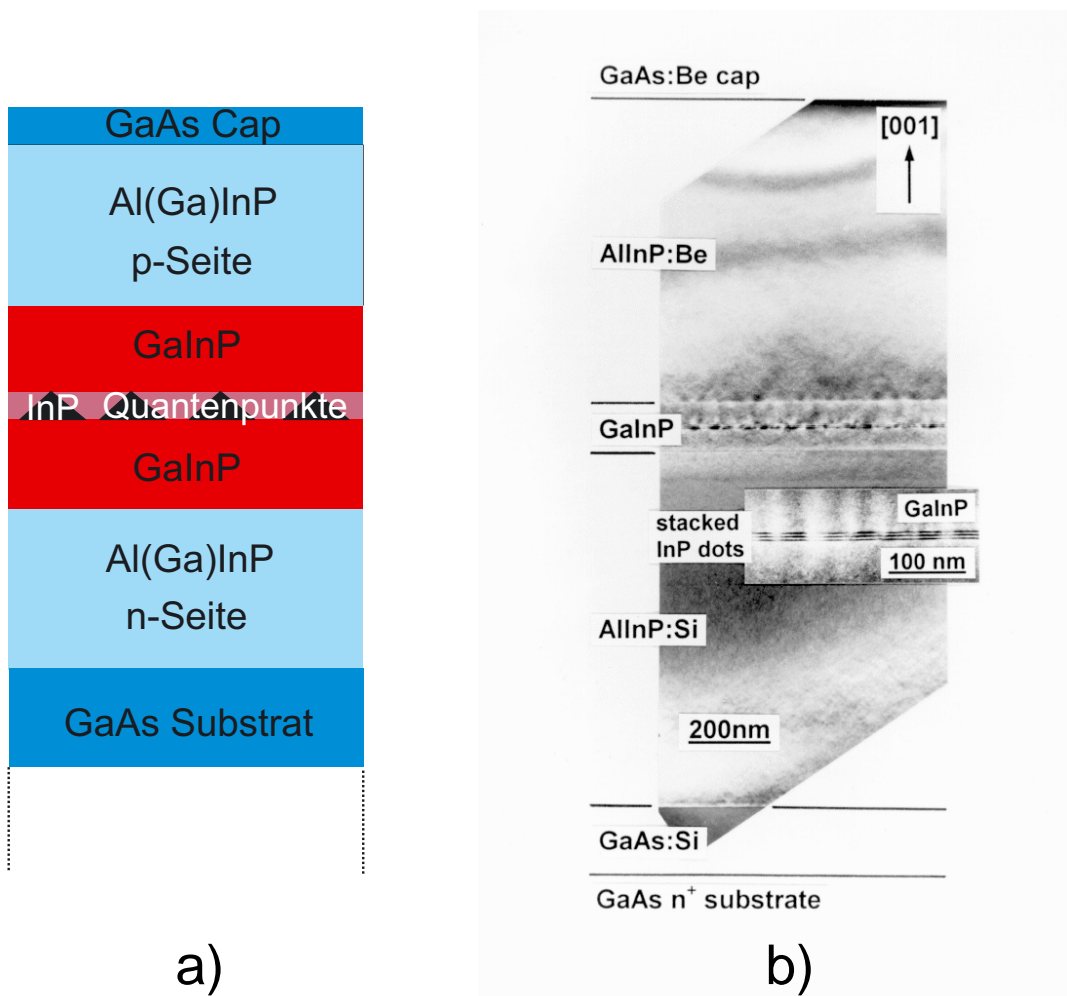


Abbildung 2.1: a) Schematischer Aufbau einer InP/GaInP Quantenpunkt-Laserstruktur (nicht maßstäblich) und b) TEM-Aufnahme einer mittels MBE gewachsenen Laserstruktur mit drei InP Quantenpunktschichten (s. Inset) [25].

Absorption der geführten Mode beobachtet [95]. Bei unseren Quantenpunktlasern werden aus diesem Grund Mantelschichten mit 1  $\mu\text{m}$  Dicke verwendet.

Das hoch-dotierte GaAs Cap erleichtert die ohmsche Kontaktierung und schützt die aluminiumhaltige Mantelschicht vor Oxidation. Es sei noch angemerkt, daß für rein optische Charakterisierung - um Einflüsse der Dotierung auszuschließen - auch nominell undotierte Proben gewachsen wurden.

## 2.2 Optischer Füllfaktor

Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, ist der von der optischen Mode ausgefüllte Bereich größer als die Abmessung der aktiven Zone (Quantenpunktschichten). Im Fall ebener Wellen im Resonator kann man den optischen Füllfaktor, der das Verhältnis aus Moden-Intensität (Feldstärkenquadrat:  $E_{\text{mode}}^2$ ) in der aktiven Schicht und gesamter Intensität angibt, wie folgt definieren:

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{akt}} E_{\text{mode}}^2 dz}{\int_{\text{gesamt}} E_{\text{mode}}^2 dz} \quad (2.1)$$

Gleichung. 2.1 gibt den Überlapp der Mode mit der aktiven Zone in Wachstumsrichtung an. Wie in Abschnitt 1.3.4 erläutert, ist die aktive Schicht allerdings nur zu einem Teil  $\xi$  mit Quantenpunkten bedeckt. Daher ist es für Quantenpunktlaser nötig, dies im optischen Füllfaktor zu

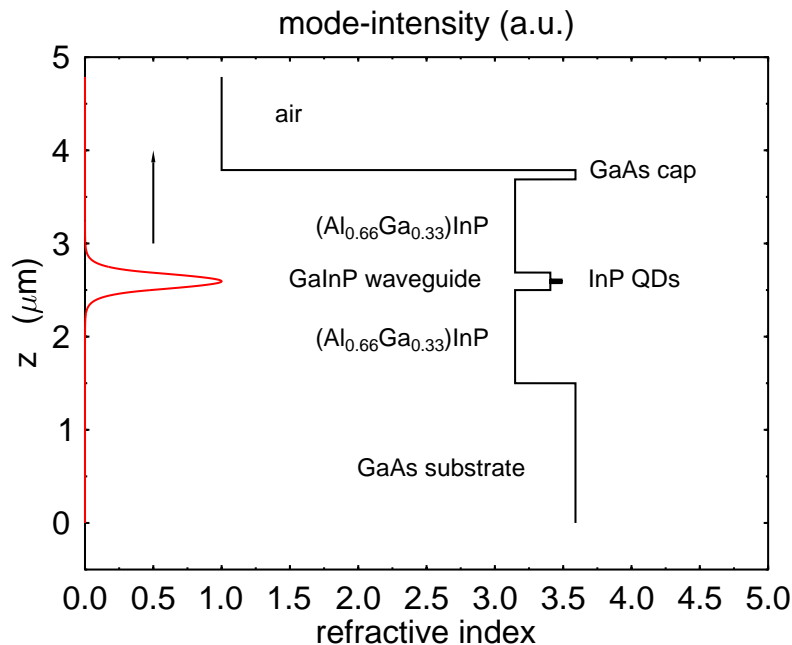


Abbildung 2.2: Brechungsindexprofil einer typischen Quantenpunkt-Laserstruktur. Die Intensitätsverteilung der geführten optischen Mode wurde mit einer Transfermatrixrechnung bestimmt.

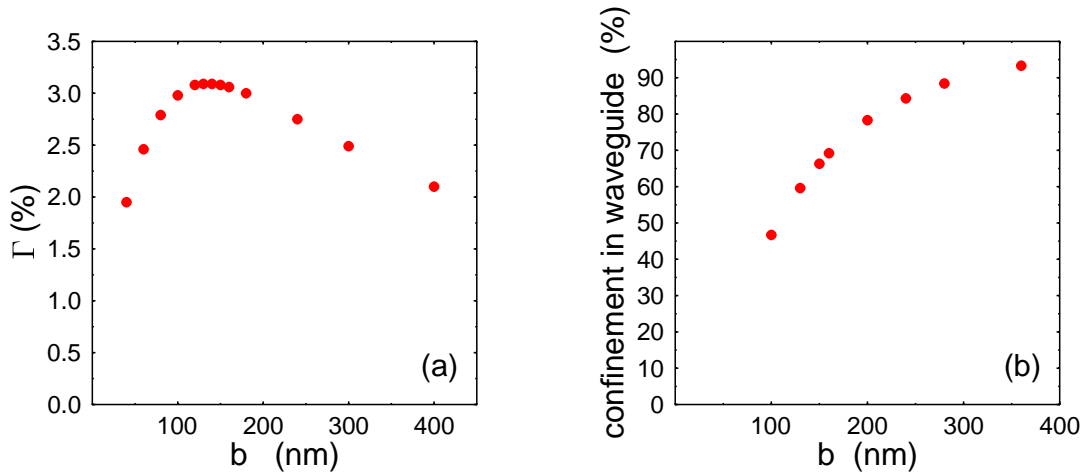


Abbildung 2.3: (a) Füllfaktor für eine Einfach-Schicht in Abhängigkeit von der Wellenleiterdicke  $b$  und Anteil der geführten Welle im Wellenleiter (b).

berücksichtigen:

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma \cdot \xi \quad (2.2)$$

Die modale optische Verstärkung  $g_{\text{mode}}$  in einem Laser hängt entscheidend vom Füllfaktor ab:

$$g_{\text{mode}} = \tilde{\Gamma} \cdot g_{\text{mat}}, \quad (2.3)$$

wobei  $g_{\text{mat}}$  die Materialverstärkung angibt. Die Optimierung von  $\xi$  hängt an einer Vielzahl von Epitaxieparametern, auf die wir hier nicht näher eingehen [65, 86]. Eine Optimierung von  $\Gamma$  kann zum einen über das Brechungsindexprofil und die Geometrie der Wellenleiterstruktur und zum anderen über die Anzahl der Quantenpunktschichten im Zentrum des Wellenleiters erfolgen. Eine Transfermatrixrechnung [96] liefert hierfür den mathematischen Zugang. Abbildung 2.3 (a) zeigt den Einfluß der Wellenleiterdicke  $b$  auf  $\Gamma$  bei Verwendung einer Einfach-Quantenpunktschicht. Das Optimum liegt bei  $b = 120-160$  nm. Wie aus Abbildung 2.3 (b) hervorgeht lappt bei diesen Wellenleiterbreiten allerdings ein erheblicher Teil der geführten optischen Mode in die Mantelschichten (etwa 30-40 %). Da die dotierten Mantelschichten und deren Grenzfläche zum Wellenleiter maßgeblich zu den intrinsischen Verlusten des Wellenleiters beitragen [97], lassen sich durch eine Verbreiterung des

Wellenleiters die intrinsischen Verluste reduzieren. Zu diesem Zweck wurden auch Proben mit 280 nm breiten Wellenleitern gewachsen, bei denen man dann Einbußen im Füllfaktor in Kauf nehmen muß, was in diesem Fall allerdings nur etwa 17 % ausmacht.

Eine Erhöhung des optischen Füllfaktors ergibt sich bei der Verwendung gestapelter Quantenpunkte. Darüberhinaus darf man die bereits angesprochene Homogenisierung der Quantenpunkte und die damit einhergehende Reduzierung der inhomogenen Verbreiterung des PL- und Verstärkungsspektrums bei gestapelten Quantenpunkten nicht außer acht lassen (s. Abschnitt 1.3.4).

Obige Überlegungen sollen als Anhaltspunkte für die Epitaxie dienen. De-facto orientieren sich die in dieser Arbeit untersuchten Proben an diesen Daten - zumindest was die Wellenleiterbreite  $b$  angeht. Die Anzahl der verwendeten Quantenpunktschichten war durch die Möglichkeiten der Epitaxie limitiert. Das in Abschnitt 1.3.4 beschriebene Stapeln von Quantenpunkten ist in der Praxis durchaus nicht trivial. Defektbildung mit zunehmender Stapelzahl beschränkte die Anzahl defektfrei herstellbarer, gestapelter Quantenpunktschichten in der aktiven Zone auf drei [65, 86].

Um typische Bauteileigenschaften dieser Quantenpunkt-Laserstrukturen zu untersuchen, müssen die epitaxiierten Probenstücke zu Lasern prozessiert werden.

### 2.3 Breitstreifen-Laser

Zur Herstellung von Fabry-Perot Lasern wurden die Proben p-seitig mit ohmschen Streifenkontakten versehen. Dazu wurden bei einem Teil der Proben mit Hilfe einer Schattenmaske 88  $\mu\text{m}$  breite Kontakte (Au/Zn/Au) auf die p-Seite aufgedampft. Eine alternative Kontaktierung erfolgte mittels 30  $\mu\text{m}$  breiter Ti/Pt/Au p-Kontakte in Oxidstreifen-Geometrie (s. Abb. 2.4).

Vor dem Aufbringen des ganzflächigen n-Rückseitenkontakts (Au-Ge/Ni/Au) wurden die Proben auf eine Dicke von etwa 150  $\mu\text{m}$  gedünnt. Dadurch verbessert sich nicht nur die Wärmeabfuhr über das Substrat

sondern die Proben lassen sich anschließend auch besser spalten. Durch das Spalten senkrecht zu den aufgebrachten Streifenkontakten wird der Laserresonator komplettiert - die Spaltflächen dienen als Resonatorspiegel. Ihre Reflektivität  $R$  ergibt sich aus dem Sprung der Brechungsindizes der Resonatormode im Laser ( $n_{\text{eff}}$ ) und in Luft  $n \approx 1$ :

$$R = \frac{(n_{\text{eff}} - 1)^2}{(n_{\text{eff}} + 1)^2} \quad (2.4)$$

Typischerweise liegt  $R$  ohne zusätzliches Aufbringen einer dielektrischen Verspiegelung bei etwa 30 %. Bei den auf verkipptem Substrat gewachsenen Lasern wurden die Resonatoren üblicherweise in [011]-Richtung gelegt, um senkrechte Endspiegel zu erhalten (s. Abb. 2.4). Die Resonatorlängen lagen zwischen  $300 \mu\text{m}$  und etwa 3 mm. Die Resonatorlänge bestimmt zusammen mit der Reflektivität  $R$  die Spiegelverluste  $\alpha_m$  des Resonators:

$$\alpha_m = -\frac{1}{L} \cdot \ln R \quad (2.5)$$

Die prozessierten Laser werden mit Leitlebber (Polytec) auf vergoldete Keramiksubmounts (Kyocera) geklebt und p-seitig mit einem Goldband kontaktiert (Abb. 2.4).

Einflüsse von spontaner Mischkristallordnung auf die Wellenführung, wie sie von Ralph Wirth [98] in GaInP/AlGaInP Strukturen untersucht wurden, spielen in unseren Lasern eine untergeordnete Rolle, da die Substratverkipfung und die Wachstumsbedingungen lediglich geringe Ordnungsgrade des GaInP Wellenleiters zur Folge haben [86].

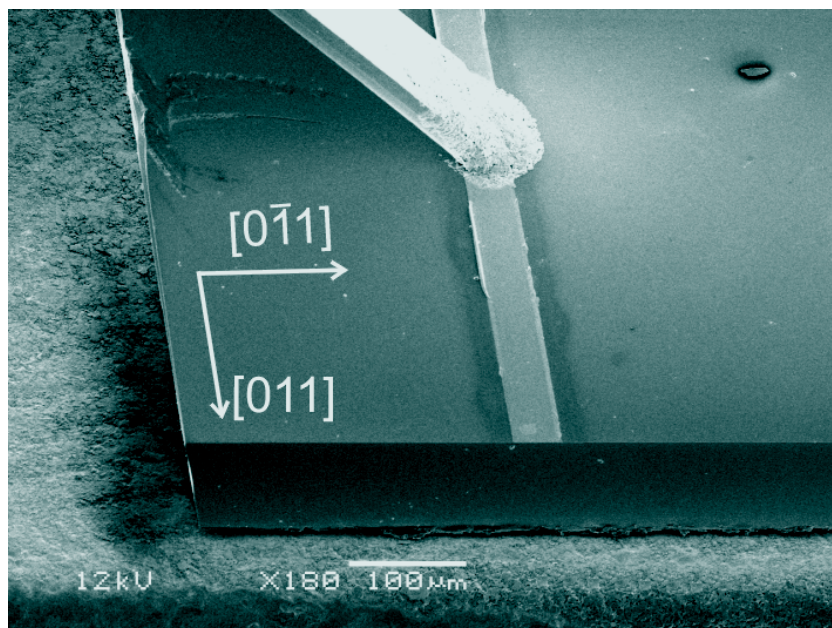
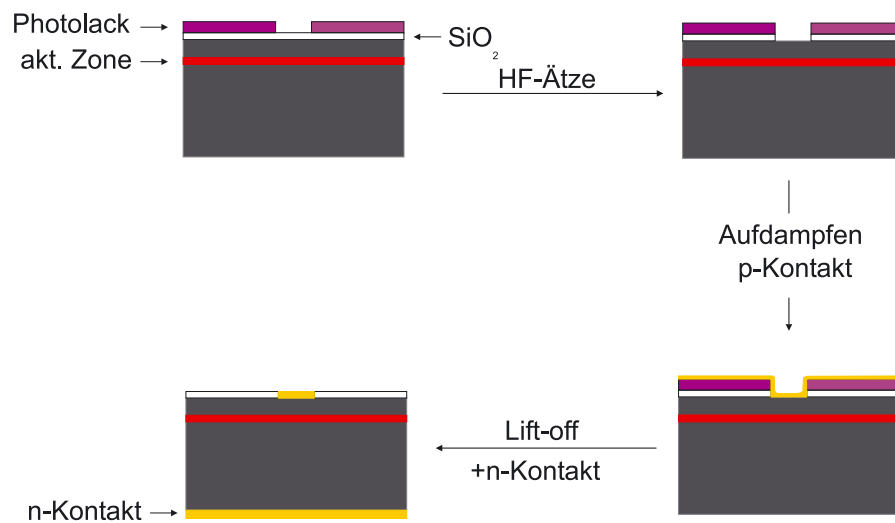


Abbildung 2.4: Oberes Teilbild: Prozeß zur Herstellung eines Oxidstreifenlasers. Unteres Teilbild: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines montierten Oxidstreifenlasers. Die p-seitige Stromzuführung besteht aus einem Goldband, das mit Leitkleber auf dem Streifenkontakt befestigt ist.

# **Kapitel 3**

## **Strukturelle und optische Eigenschaften**

Wir werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels zunächst auf die strukturellen und geometrischen Eigenschaften der InP/GaInP Quantenpunkte eingehen, um daraus auf deren elektronische Struktur zu schließen. Diese Erkenntnisse bilden die Grundlage für ein Verständnis der optischen Eigenschaften der untersuchten Quantenpunkte und deren Einsatz als aktives Material in Quantenpunktlasern. Die daraus gewonnenen Ergebnisse werden wir in diesem Kapitel mit unseren Messungen der Photolumineszenz und im nächsten Kapitel mit Messungen zur optischen Verstärkung vergleichen.

### **3.1 Struktureigenschaften**

#### **3.1.1 Form**

Wie in Kapitel 1 bereits angesprochen, hängt die elektronische Struktur eines Quantenpunktes entscheidend von seiner Größe und Geometrie ab. Da die Quantenpunkte in einem selbstorganisierten Prozeß entstehen, hat man zunächst wenig Einfluß auf ihre Form und nur begrenzt auf ihre Größe. Die Rasterkraftmikroskopie (AFM) an nicht überwachsenen Quantenpunkten liefert Informationen zur Flächenbedeckung und

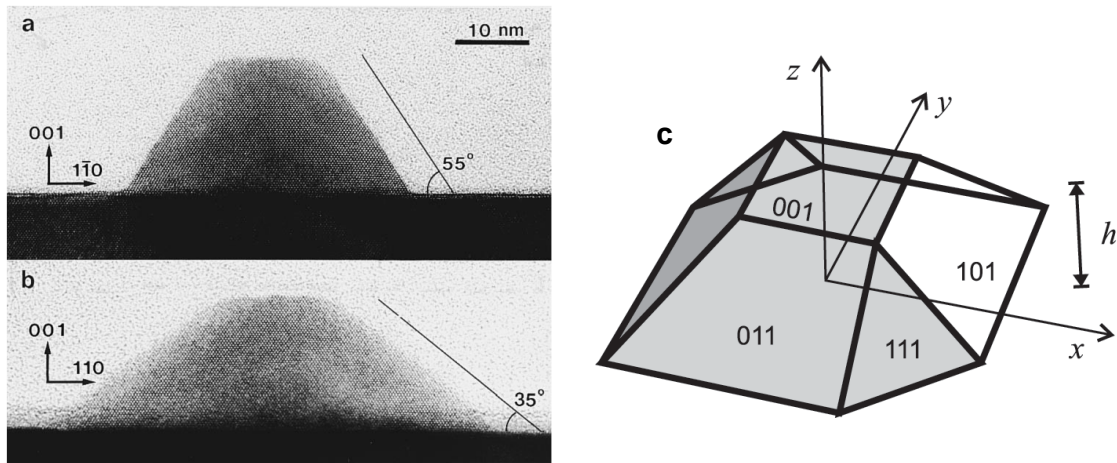


Abbildung 3.1: Hochauflösende Querschnitts-TEM-Aufnahmen eines nicht überwachsenen InP Quantenpunktes entlang der (a)  $[110]$ – und (b)  $[\bar{1}10]$ –Richtung. Modell eines InP Quantenpunktes (c) [99]

Höhe der Strukturen. Die laterale Strukturinformation allerdings wird auf Größenskalen, mit denen wir es hier zu tun haben, aufgrund der prinzipbedingten Faltung mit der AFM-Spitze meist unbrauchbar. Die Rastertunnelmikroskopie (STM) sowie die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) können bei dieser Fragestellung von großem Nutzen sein - wir haben dies bereits in den Abbildungen 1.9 und 1.10 gesehen.

An Quantenpunkten im System InP/GaInP haben Georgsson *et al.* umfangreiche TEM-Messungen durchgeführt (Abb. 3.1 a,b), die zu einem Modell eines InP/GaInP Quantenpunktes führten (Abb. 3.1 c) [99]. Es sei angemerkt, daß die Quantenpunkte aus Abb. 3.1 per MOCVD auf exakt orientiertem GaAs(001) Substrat gewachsen wurden und daher deutlich größer sind als die von uns untersuchten (vgl. Abschnitt 1.3.3). Aus dem Vergleich der Höhen-Breiten-Verhältnisse scheint aber eine einfache Herabskalierung zur Beschreibung unserer kleineren Quantenpunkte vertretbar.

### 3.1.2 Elektronische Struktur der InP Quantenpunkte

Wir haben bereits bei der Erklärung des Stranski-Krastanow-Wachstumsmodus gesehen, daß die dabei entstehenden Quantenpunkte



kohärent verspannt sind. Ein Zugang zu den quantisierten Niveaus führt also zunächst über die Beschreibung der Verspannungsverhältnisse im Quantenpunkt. Um sich die Elemente des Verspannungstensors  $\sigma_{ij}$  zu beschaffen, muß die freie Energie des Systems minimiert werden [100]:

$$F = \int d^3x \frac{1}{2} C_{xxxx} (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 + \sigma_{zz}^2) + C_{xxyy} (\sigma_{xx}\sigma_{yy} + \sigma_{xx}\sigma_{zz} + \sigma_{yy}\sigma_{zz}) + 2C_{xyxy} (\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xz}^2 + \sigma_{yz}^2) - \alpha (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}), \quad (3.1)$$

wobei  $C$  der Tensor der elastischen Konstanten des jeweiligen Materials darstellt.  $\alpha$  ist ein Parameter, der die Verspannung zwischen GaInP und InP festsetzt. Rechnungen zur Minimierung von Gl. 3.1 für InP/GaInP Quantenpunkte wurden von Pryor *et al.* durchgeführt [101]. Es sei noch erwähnt, daß die Verspannung  $\sigma_{ij}$  eine piezoelektrische Polarisierung  $P_i = e_{ijk}\sigma_{jk}$  verursacht, die für ein zusätzliches elektrostatisches Potential  $V_p$  sorgt.

Damit lassen sich nun die Hamiltonoperatoren  $H_e$  für die Elektronen und  $H_h$  für das Valenzband formulieren [102]:

$$H_e = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + E_c + a_c \sigma - eV_p, \quad (3.2)$$

wobei  $E_c$  die ortsabhängige Leitungsbandkante ohne Verspannung beschreibt.  $a_c$  ist das Deformationspotential des Leitungsbandes und  $\sigma = \text{Tr}\sigma_{ij}$ . Das Valenzband wird durch einen 6-Band Hamiltonoperator  $H_h$  beschrieben - wir verzichten an dieser Stelle darauf, ihn explizit anzugeben und verweisen auf Ref. [101, 102].

Abb. 3.2 zeigt den Potentialverlauf im Leitungs- und Valenzband für einen InP/GaInP Quantenpunkt unter Berücksichtigung von Verspannung. Das Leitungsband verhält sich wenig spektakulär und man kann einen Bandoffset von etwa 250 meV ablesen. Die Valenzbänder haben eine komplizierte Struktur, die stark von der Verspannung geprägt ist - erst die Verspannung erzeugt ein Lochconfinement. Ohne Einfluß von Verspannung hätten die InP/GaInP Quantenpunkte eine Typ II Struktur [101]. Man erkennt, daß sich vor allem an den Ecken Taschen ausbilden, die

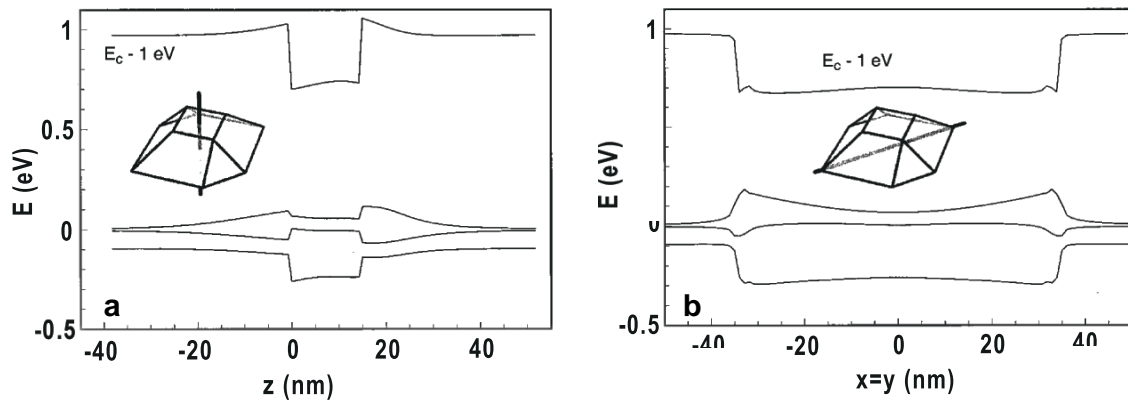


Abbildung 3.2: Elektronen- und Lochpotentiale unter Berücksichtigung der Verspannung für einen InP/GaInP Quantenpunkt mit 15 nm Höhe. a) in Wachstumsrichtung [001] und b) in [110]-Richtung [101].

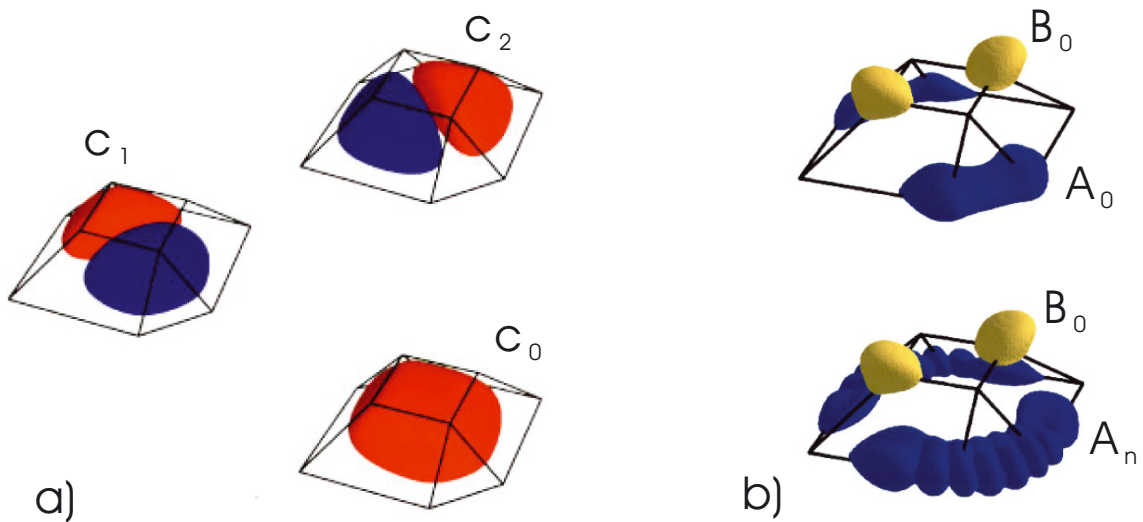


Abbildung 3.3: Die ersten drei elektronischen Wellenfunktionen a) und zwei der erwartungsgemäß komplizierteren Lochzustände b). Die Höhe des Quantenpunktes beträgt 15 nm [101].

Potentialminima für die Löcher darstellen. Eine Lösung der Schrödinger-Gleichung mit  $H_e$  bzw.  $H_h$  liefert die Eigenenergien für die Elektronen und Löcher sowie deren Wellenfunktionen, von denen in Abbildung 3.3 einige exemplarisch dargestellt sind. Die elektronischen Wellenfunktionen (Abb.3.3 a)) lassen sich intuitiv begreifen und wie gewohnt näherungsweise als  $s$ -,  $p$ -, ... artig klassifizieren. Dagegen weisen die Lochzustände eine deutlich größere Komplexität auf, wie man das auch schon aus dem Potentialverlauf erwarten würde - eine einfache  $s$ -,  $p$ -, ... Klassifizierung ist nicht möglich. Bemerkenswert ist der Befund, daß sich zwei Klassen ( $A_n$  und  $B_n$ ) von Lochzuständen ausbilden. Mit Hilfe von  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ - und Pseudopotentialrechnungen für selbstorganisierte InAs/GaAs Quantenpunkte hat man herausgefunden, daß sich auch dort die Lochzustände weit weniger "klassisch" als die der Elektronen verhalten [35, 103] - obwohl dort das Potential für die Löcher nicht die Besonderheiten wie im Fall der InP/GaInP Quantenpunkte besitzt.

Entsprechend schwierig gestaltet sich die Frage nach den Auswahlregeln für optische Dipolübergänge. Lassen sich im Fall sphärischer Quantenpunkte aufgrund ihrer Symmetrie exakte Auswahlregeln für Dipolübergänge formulieren [104], so ist dies in unserem Fall nicht möglich. Für den Übergang  $C_0 \rightarrow A_n, B_n$  findet man starke Übergänge vor allem zu  $A_2, \dots, A_5$  und nicht zu  $A_0$  wie man spontan annehmen könnte. Nicht unwesentlich sind auch Übergänge zu den B-Zuständen (s. Tabelle 3.1). Abbildung 3.4 schließlich zeigt die zu den Eigen-

Lochzustand	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$A_6$	$A_7$	...	$B_0$
$I_{c_0 \rightarrow A_n, B_n}$	0.6	0.6	2.2	2.2	1.4	2.1	0.4	0	...	0.8

Tabelle 3.1: Stärke des Übergangs  $I_{c_0 \rightarrow A_n, B_n}$  in beliebigen Einheiten, entnommen aus [101]. Die wesentlichen Übergänge von  $c_0$  finden zu  $A_2, \dots, A_5$  statt.

zuständen gehörigen Energieniveaus in Abhängigkeit von der Höhe  $h$  des Quantenpunktes. Wir haben dabei die Ergebnisse der Rechnungen von Pryor *et al.* , die lediglich für  $h > 10$  nm durchgeführt worden sind, für  $h < 10$  nm extrapoliert, um sie mit den experimentellen Befunden an unseren Quantenpunkten vergleichen zu können. Für die elektronischen

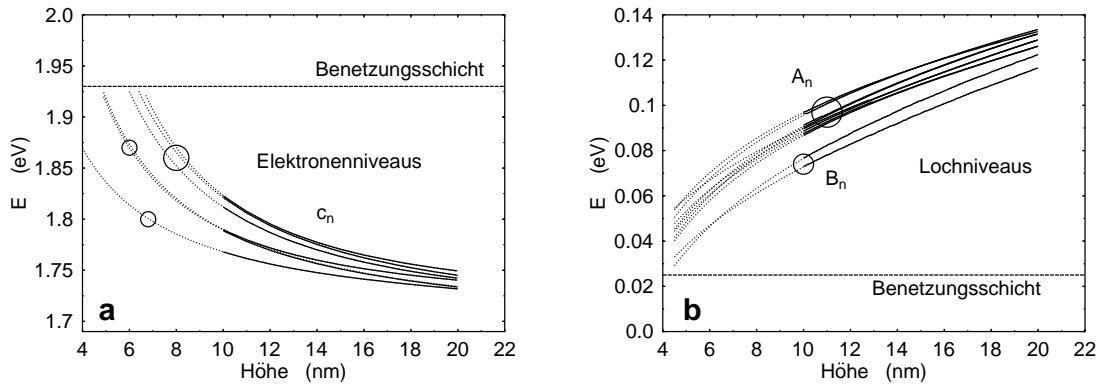


Abbildung 3.4: Die niedrigsten Eigenenergien der Elektronen a) und Löcher b) in Abhängigkeit von der Quantenpunkthöhe. Die durchgezogenen Linien entstammen Rechnungen von Pryor *et al.* [101] während die gepunkteten Linien aus unserer Extrapolation für kleinere Quantenpunkte herrühren

Niveaus wurde dabei folgende Abhängigkeit angefitet:

$$E_{c,j}(h) = P_j + \frac{Q_j}{h_j^\chi}, \quad (3.3)$$

wobei  $P$ ,  $Q$  und der Exponent  $\chi$  Fitparameter sind, und  $j$  die Niveaus indiziert. Für  $\chi$  fanden wir Werte zwischen 0.93 und 1.58 vom ersten bis zum sechsten elektronischen Niveau. Ähnliche Werte für  $\chi$  fanden Fu *et al.* [105] bei  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ - und Pseudopotentialrechnungen für sphärische InP Quantenpunkte. Für einen vergleichbaren InP/GaInP Quantenfilm findet man  $\chi \approx 1.3$ .  $P$  entspricht der Bandkante des InP. Wir sind uns darüber im Klaren, daß diese Extrapolation insbesondere für  $h \ll 10$  nm zunehmend ungenau ist - gehen aber davon aus, daß bis  $h \approx 5$  nm die Unsicherheit kleiner als etwa 10 meV ist, wovon man sich durch die Verwendung mehrerer möglicher Extrapolationsfunktionen überzeugen kann. Die mit Gl. 3.3 extrapolierten  $E_{c,j}(h)$  sind in Abb. 3.4 a) dargestellt. Für hinreichend kleine Quantenpunkte treten die elektronischen Niveaus in deutlich getrennten Gruppen auf. Interessant ist die Beobachtung, daß Quantenpunkte mit einer Höhe von weniger als 5 nm nur noch ein gebundenes elektronisches Niveau aufweisen.

Die Niveaustuktur für die Löcher (Abb. 3.4 b)) ist deutlich komplizierter und vielfältiger. Zunächst sind die energetischen Abstände der einzelnen

Niveaus wesentlich kleiner als bei den Elektronen - das Verhältnis der effektiven Massen von Loch und Elektron in InP ist ungefähr 7.5 [33]. Dazu kommt noch die große Anzahl an Lochzuständen (es sind in Abb. 3.4 b) nur die niedrigsten dargestellt) - was in der Summe beinahe ein energetisches Kontinuum für die Löcher entstehen läßt. Die oben schon erwähnte Unterscheidung zwischen den A- und B-Lochzuständen findet man auch auf der Energieskala wieder, wo die B-Zustände größere Quantisierungsenergien aufweisen. Eine Extrapolation für kleine Quantenpunkte wurde in ähnlicher Weise wie schon bei den Elektronen durchgeführt, wobei wir für kleine  $h$  näherungsweise  $E_{v,j} \sim 1/\sqrt{h}$  gefunden haben. Für die Unsicherheit bei der Extrapolation gilt hier Ähnliches wie schon bei den Elektronenniveaus, wenn auch die absoluten Fehler aufgrund der insgesamt schwächeren Größenabhängigkeit deutlich kleiner sein sollten. Die in Abb. 3.4 eingezeichnete energetische Lage der Benetzungsschicht stammt aus einer Berechnung der quantisierten Zustände für einen 1 nm dicken verspannten InP Quantenfilm mit GaInP Barrieren.

Die eben vorgestellten Erkenntnisse über die räumliche und daraus abgeleitete elektronische Struktur der InP/GaInP Quantenpunkte werden im Folgenden sehr dienlich sein bei der Interpretation der experimentellen Befunde aus optischen Experimenten und können durch selbige ihrerseits verifiziert werden.

## 3.2 Photolumineszenz

Wir wollen in diesem Abschnitt zunächst die spontane Emission der InP/GaInP Quantenpunkte diskutieren - diese läßt sich in Photolumineszenzexperimenten beobachten. Sie stellt neben der Absorption und der stimulierten Emission, womit wir uns in Kapitel 4 noch eingehend beschäftigen werden, eine der fundamentalen Wechselwirkungen von Licht und Materie dar.

### 3.2.1 Grundlagen

Für einen einzelnen Quantenpunkt hat die Rate des optischen Übergangs vom  $c$ -ten Elektronenniveau zum  $v$ -ten Lochniveau nach Gleichung 1.15 folgende Gestalt [16]:

$$(\tau_{sp}^{cv})^{-1} = \frac{ne^2\hbar\omega_{cv}}{\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3 \hbar^2} \cdot |p_{cv}|^2 |\langle \Phi_h^v | \Phi_e^c \rangle|^2, \quad (3.4)$$

wobei  $|p_{cv}|^2$  das Dipolmatrixelement des Übergangs angibt.  $\hbar\omega_{cv}$  ist die Energie des emittierten Photons und  $\langle \Phi_h^v | \Phi_e^c \rangle$  gibt den Überlapp der Envelopefunktion des Elektrons ( $|\Phi_e^c\rangle$ ) mit der des Lochs ( $|\Phi_h^v\rangle$ ) an. Gleichung 3.4 liefert nur eine Abschätzung für die tatsächliche Rate des betrachteten optischen Übergangs, da Mehrteilchenaspekte und Einflüsse der Dimensionalität auf die Oszillatorstärke der Einfachheit halber unberücksichtigt geblieben sind (vgl. Abschnitt. 1.1.2).  $|p_{cv}|^2$  beinhaltet die Dipol-Auswahlregeln, deren Problematik im Fall selbstorganisierter Quantenpunkte bereits angeklungen ist. Mit Hilfe des Kane-Matrixelements  $E_p = 3|p_{cv}|^2/m_0$  (gemittelt über alle Polarisationsrichtungen des elektrischen Feldes) [106] läßt sich  $|p_{cv}|^2$  nach oben hin abschätzen. Für InP hat  $E_p$  einen Wert von 20.4 eV [107]. Setzt man - stark vereinfachend -  $|\langle \Phi_h^v | \Phi_e^c \rangle|^2 = 1$ , so findet man  $\tau_{sp}^{cv} \approx 300$  ps. Bei einer experimentellen Bestimmung der intrinsischen strahlenden Lebensdauer in selbstorganisierten InP/GaInP Quantenpunkten fanden Kurtenbach *et al.* sowie Christ *et al.* typische Werte zwischen 300 ps und 500 ps [24, 108]. Eigene Messungen an ähnlichen Quantenpunkten liefern Zeiten zwischen 500 ps und 900 ps. Beide Ergebnisse stehen in überraschend gutem Einklang mit unserer einfachen Abschätzung.

Ein Emissionsspektrum eines einzelnen Quantenpunkts erhält man aus einer Summation über alle möglichen Übergänge.

$$R_{sp}(\hbar\omega) \sim \sum_{c,v} \hbar\omega_{cv} \cdot |p_{cv}|^2 |\langle \Phi_h^v | \Phi_e^c \rangle|^2 \cdot f_c(1 - f_v) \cdot B_{cv}(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv}), \quad (3.5)$$

wobei  $B_{cv}(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv})$  die homogene Linienbreite des Überganges  $c \rightarrow v$  angibt. Intuitiv würde man aus der Zustandsdichte des Quantenpunktes nach Gl. 1.10  $B_{cv}(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv}) = \delta(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv})$  erwarten. Aber schon

allein die endliche strahlende Lebensdauer für den Übergang  $c \rightarrow v$  hat eine homogene Linienbreite von  $2 \mu\text{eV}$  zur Folge.  $B_{cv}(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv})$  hat die Gestalt einer Lorentz-Funktion, in der  $\Gamma_{cv}$  die Linienbreite(FWHM) des Überganges ( $c \rightarrow v$ ) angibt:

$$B_{cv}(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv}) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv})^2 + \left(\frac{\Gamma_{cv}}{2}\right)^2} \quad (3.6)$$

In Lumineszenzexperimenten an einzelnen InGaAs/GaAs Quantenpunkten [66, 74, 109] werden sehr scharfe Linien beobachtet, deren Breite bei tiefen Temperaturen im Bereich einiger  $\mu\text{eV}$  liegt [74, 109, 110]. Zu höheren Temperaturen hin nimmt die homogene Linienbreite zu. Bei Raumtemperatur wurden Werte bis zu 19 meV (entspricht Phasenkohärenzzeiten von  $\sim 70$  fs) berichtet [111, 112], wofür die Phasenkohärenz zerstörende Prozesse wie die Wechselwirkung der Ladungsträger mit Phononen [113, 114] sowie der Ladungsträger untereinander [115, 116] als Ursache in Frage kommen.

Noch gänzlich unerwähnt geblieben ist bisher die Ladungsträgerstatistik im Quantenpunkt, die in Gl. 3.5 durch die Besetzungswahrscheinlichkeit des  $c$ -ten Elektronen- bzw.  $v$ -ten Lochniveaus  $f_c$  und  $f_v$  repräsentiert ist. Dieser thermodynamischen Fragestellung wollen wir den nächsten Abschnitt widmen.

### 3.2.2 Besetzung von selbstorganisierten Quantenpunkten mit Ladungsträgern

#### Das *Phonon-Bottleneck*

Für Quantenpunkte mit ihrer null-dimensionalen Zustandsdichte wurde eine stark unterdrückte Ladungsträgerrelaxation zwischen den einzelnen quantisierten Niveaus mit Streuzeiten im Bereich einiger ns vorhergesagt [117, 118] (*Phonon-Bottleneck*). Diese Problematik stellt sich hauptsächlich dann, wenn die Niveauabstände sich wesentlich von den Energien optischer Phononen unterscheiden. In unseren InP/GaInP Quantenpunkten mit einer Höhe von 7 nm beträgt dieser Abstand etwa 40-50 meV (Abb. 3.4). Vollmer *et al.* [119] haben für InP/GaInP Quan-

tenpunkte die Energie von LO-Phononen zu 46 meV bestimmt. Phononen in InP- und GaInP-Volumenmaterial liegen bei 44 meV bzw. 47 meV [120]. Damit scheinen unsere Quantenpunkte zunächst keine Kandidaten für *Bottleneck*-Effekte zu sein. Darüberhinaus wurden eine Reihe von Mechanismen diskutiert, die an die Stelle der unterdrückten Ein-Phononstreuung treten, darunter Auger-ähnliche Prozesse [121, 122], Elektron-Loch-Streuung [123] und Multiphonon-Prozesse [121, 124].

### Regimes der thermischen Kopplung

Im Fall niedriger Temperaturen werden Ladungsträger über zufällige Prozesse in die Quantenpunkte eingefangen und können diese nicht mehr verlassen, d.h. eine thermische Reemission in die Barriere findet nicht statt. Lediglich eine Rekombination von Ladungsträgern im Quantenpunkt ist möglich. In diesem Szenario sind die einzelnen Quantenpunkte eines Ensembles thermisch entkoppelt. In Proben mit sehr hohen Quantenpunkt-Flächendichten ( $N_d \approx 10 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) kann der Abstand der Quantenpunkte auf weniger als 10 nm abnehmen und eine Kopplung der Quantenpunkte über den Tunneleffekt [125, 126] stattfinden. Wir werden im Rahmen der Diskussion unserer experimentellen Ergebnisse noch auf die Relevanz dieser Art der Kopplung für unsere Quantenpunktstrukturen eingehen.

Da die Relaxationszeiten zwischen den einzelnen quantisierten Niveaus sehr viel kürzer als die spontane Lebensdauer sind, wird sich im Quantenpunkt ein Quasigleichgewicht einstellen, das wir mit der Fermiverteilung beschreiben. Damit ergibt sich für die Besetzungswahrscheinlichkeit  $f_c^j$  des  $c$ -ten elektronischen Niveaus im  $j$ -ten Quantenpunkt:

$$f_c^j = \frac{1}{1 + \exp \frac{E_c^j - \mu_e^j}{k_B T}}, \quad (3.7)$$

wobei  $E_c^j$  die zugehörige Energie des Niveaus und  $\mu_e^j$  das chemische Potential für die Elektronen im  $j$ -ten Quantenpunkt angibt.  $\mu_e^j$  hängt bei gegebener Besetzung und Temperatur noch von der Größe des Quantenpunktes (genauer: von der Lage seiner Energieniveaus) ab. Ohne Magnetfelder sind die Energieniveaus spin-entartet und können wegen des



*Pauli-Verbots* maximal mit zwei Ladungsträgern besetzt werden. Da der Ladungsträgereinfang ein statistischer Prozeß ist, wird auch die Ladungsträgeranzahl in einem Quantenpunkt statistisch sein. Wenn im Mittel eine Besetzung mit  $\langle n \rangle$  Ladungsträgern vorliegt, dann wird in guter Näherung die Wahrscheinlichkeit, in einem Quantenpunkt  $n$  Ladungsträger vorzufinden, der *Poisson-Statistik* folgen [127]:

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \exp(-\langle n \rangle) \quad (3.8)$$

$\langle n \rangle$  ist im wesentlichen abhängig von der Einfangrate der Ladungsträger in die Quantenpunkte und deren Lebensdauer. Man sollte noch hinzufügen, daß wir durchwegs von paarweisem Einfang der Elektronen und Löcher ausgehen und damit in jedem Quantenpunkt Ladungsneutralität vorliegen haben [128, 129].

Zu höheren Temperaturen hin steigt die Rate der thermisch aus den Quantenpunkten emittierten Ladungsträger, die ihrerseits wieder von anderen Quantenpunkten eingefangen werden können. Auf diese Weise entsteht eine thermische Kopplung im Quantenpunktensemble und es stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein. In diesem Fall kann die Besetzung der Quantenpunkte durch ein gemeinsames chemisches Potential beschrieben werden [130].

### 3.2.3 Inhomogene Linienbreite

Inhärent mit dem selbstorganisierten Herstellungsprozeß von Quantenpunkten sind Fluktuationen verbunden, die sowohl ihre Größe als auch die Form und die Komposition betreffen. Da diese Parameter die elektronische Struktur bestimmen, erhält man bei der optischen Spektroskopie eines Ensembles von Quantenpunkten stets gemittelte und daher spektral breite Antworten. Wenn wir wie oben nur die Größe der Quantenpunkte betrachten, die Form aber näherungsweise für alle gleich annehmen, dann können wir nach der Quantenpunkthöhe parametrisieren und bei einer mittleren Höhe  $\langle h \rangle$  die Wahrscheinlichkeit  $P(h)$ , einen Quantenpunkt der Höhe  $h$  im Ensemble zu finden, mit einer Gaußverteilung beschrei-

ben (s. Abb. 1.7):

$$P(h) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\sigma \langle h \rangle} \exp \left( -\frac{(h - \langle h \rangle)^2}{\sigma^2 \langle h \rangle^2} \ln 2 \right), \quad (3.9)$$

wobei  $\sigma$  hier die relative Höhenfluktuation angibt. Über die Größenabhängigkeit der Übergangsenergie  $\hbar\omega_{cv}$  tritt somit im Ensemble beispielsweise der Übergang  $c \rightarrow v$  inhomogen verbreitert auf.

### 3.3 Experimentelles zur Photolumineszenz

Bei unseren Photolumineszenzmessungen werden mit einem  $\text{Ar}^+$ -Ionenlaser ( $\lambda = 528.7$  nm-Linie, cw) und für Hochanregungsexperimente mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser ( $\lambda = 532$  nm, gütegeschaltet) Elektron-Loch-Paare in der GaInP Barriere erzeugt, die von der Benetzungsschicht und den Quantenpunkten eingefangen werden. Die Probe sitzt dabei in einem temperaturgeregelten He-Durchfluß- bzw. Badkryostaten bei Temperaturen zwischen 5 K und 300 K. Die Proben wurden mit einer 150 nm dicken Goldmaske mit 50 bzw. 100  $\mu\text{m}$  großen Fenstern versehen, um eine definierte Anregung zu gewährleisten. Die Lumineszenzantwort der Probe wird in einem Gitter(doppel-)monochromator (0.3 m bzw. 0.85 m) spektral zerlegt und mit einer  $\text{N}_2$ -gekühlten CCD-Kamera (CCD: charge coupled device) bzw. einer peltiergekühlten intensivierten Si-Diodenzeile detektiert.

### 3.4 Ergebnisse der Photolumineszenzmessungen

#### 3.4.1 Messungen bei tiefen Temperaturen

In Abb. 3.5 betrachten wir zunächst die Photolumineszenz an Einfachquantenpunktschichten, die in der MBE a) bzw. MOCVD b) gewachsen wurden, bei tiefen Temperaturen. Dabei halten sich die Ladungsträger in den jeweils niedrigsten energetischen Niveaus auf und eine thermische Besetzung angeregter Elektronenzustände tritt nicht auf. Die optischen

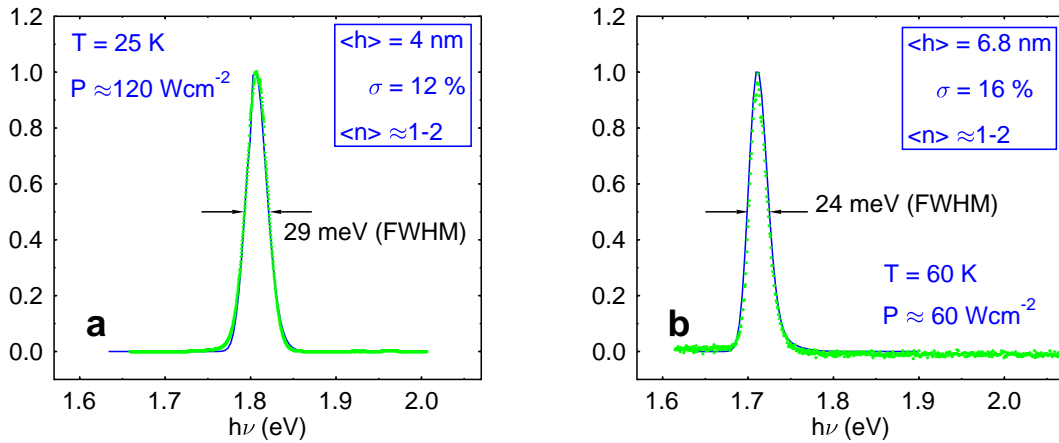


Abbildung 3.5: Tieftemperatur-Photolumineszenzspektren bei niedriger Anregungsdichte an einer typischen a) MBE und b) MOCVD Einzelquantenpunktschicht. Die hell gepunkteten Kurven zeigen Ergebnisse der Messungen und die durchgezogenen Linien entstammen der Rechnung nach Abschnitt 3.2.1 unter Verwendung der Struktur aus Abschnitt 3.1.1. Die Parameter der Rechnung sind in den Boxen im Bild angegeben.

Anregungsdichten sind jeweils so gewählt, daß im Mittel etwa ein bis zwei Ladungsträgerpaare pro Quantenpunkt anzutreffen sind. Optische Übergänge können überwiegend Elektronen im Zustand  $c_0$  zugeordnet werden.

Wie man sieht lassen sich die Photolumineszenzspektren hervorragend mit den vorher in den Abschnitten 3.1.2 und 3.2.1 diskutierten Gleichungen anpassen. Auf diese Weise findet man in Einklang mit den Ausführungen in Abschnitt 1.3.3 für die in der MBE gewachsenen Quantenpunkte eine mittlere Höhe von 4 nm mit einer Höhenfluktuation von 12 % was einer Emissionsenergie  $h\nu = 1.808$  eV und einer Halbwertsbreite von 29 meV entspricht. Für die MOCVD Quantenpunkte findet man eine im Vergleich rotverschobene Emission bei  $h\nu = 1.711$  eV und einer Halbwertsbreite von 24 meV. Die Anpassung in diesem Fall liefert eine mittlere Quantenpunkthöhe von 6.8 nm und eine Größenfluktuation von 16 %. Wir haben dabei durchwegs eine Exzitonenbindungsenergie von 17 meV angenommen, was sich nach Gl. 1.13 für sphärische Quantenpunkte mit Radius 6 nm ergibt - die darin enthaltene Willkür beeinflusst letztlich die prinzipiellen Befunde nur marginal.

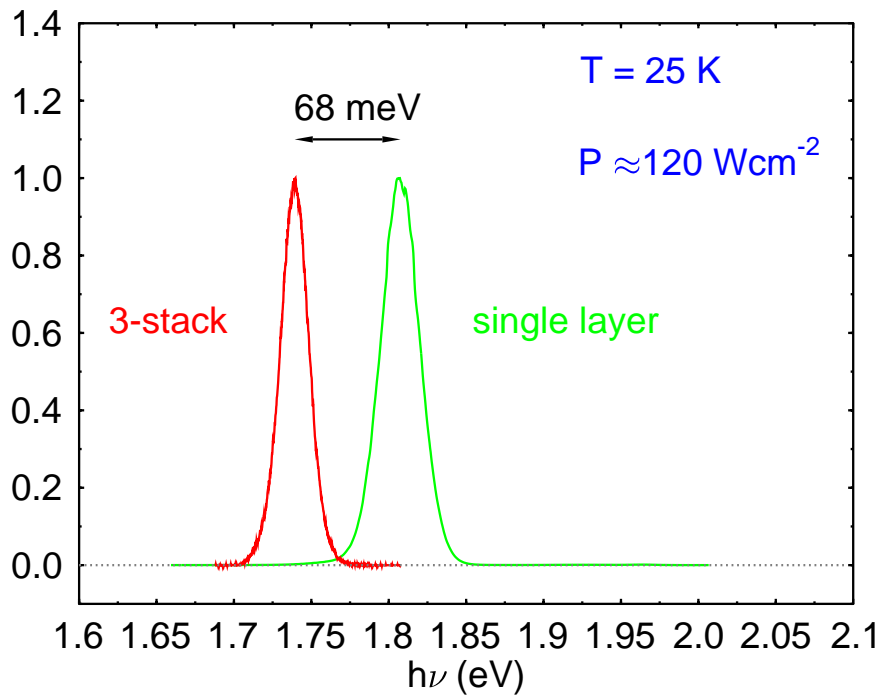


Abbildung 3.6: Im Vergleich zur Einfachschicht zeigt ein Dreierstapel mit 4 nm dicken GaInP-Zwischenschichten eine deutlich rotverschobene Emissionsenergie. Die Spektren wurden für diesen Vergleich auf eins normiert.

Abbildung 3.6 zeigt die Photolumineszenz eines Dreierstapels von InP/GaInP Quantenpunkten mit 4 nm dicken GaInP-Schichten zwischen den einzelnen Quantenpunktschichten im Vergleich mit einer unter sonst identischen Bedingungen gewachsenen Einfachschicht (beide MBE). Aufgrund elektronischer Kopplung der vertikal übereinanderliegenden Quantenpunkte [131] erfahren die Übergänge eine energetische Absenkung. Darüberhinaus konnte in TEM Untersuchungen eine drastische Abnahme der kompressiven Verspannung in dicht gestapelten Quantenpunkten beobachtet werden [92], was ebenfalls eine Rotverschiebung der Quantenpunktlumineszenz zu Folge hat. Beides zusammen genommen spiegelt sich im dem um etwa 70 meV rotverschobenen Photolumineszenzsignal des Dreierstapels wider. Neben einer Rotverschiebung beobachtet man auch eine Abnahme der inhomogenen Linienbreite von 29 meV bei der Einfachschicht auf 20 meV beim Dreierstapel, was auf eine Mittelung der Fluktuationen in der Quantenpunkthöhe im einzelnen

Quantenpunktstapel zurückzuführen ist [94]. Auf diese Weise läßt sich neben einer Erhöhung des optischen Füllfaktors auch die energetische Barriere für den Ladungsträgereinschluß vergrößern.

### 3.4.2 Abhängigkeit von der Anregungsdichte

Wir wollen nun den Freiheitsgrad der optischen Anregungsdichte zur Hilfe nehmen, um experimentellen Zugang zu der elektronischen Struktur der Quantenpunkte und - was vor allem für Laseranwendungen wichtig ist - zu Sättigungseffekten zu bekommen.

#### Optische Übergänge

Mit zunehmender Anregungsdichte tritt auch eine Besetzung höherer Elektronenzustände  $c_i, i > 0$  auf (gleiches gilt für die Lochniveaus). In Abbildung 3.7 ist dies im Photolumineszenzspektrum zu sehen. Neben Signalen, die von der GaInP-Barriere und der Benetzungsschicht (WL) stammen (1.95 eV bzw. 1.9 eV) finden wir drei Übergänge (GS, X1, X2), die wir den InP/GaInP Quantenpunkten zuordnen können. Der energetische Abstand dieser Signale liegt äquidistant bei etwa 50 meV. Wie Abbildung 3.8 zeigt, läßt sich die Photolumineszenz der Quantenpunkte sehr gut mit einer Rechnung nach Abschnitt 3.2.1 unter Verwendung der bereits diskutierten elektronischen Zustände der Quantenpunkte (Abschnitt 3.1.2) nachvollziehen, wenn man eine mittlere Quantenpunkthöhe  $\langle h \rangle$  von etwa 6.3 nm ansetzt. In den Rechnungen wurde die Benetzungsschicht und die GaInP Barriere nicht berücksichtigt. Beim gemessenen Quantenpunktspektrum findet man einen niederenergetischen Ausläufer, der sich durch unsere Rechnungen nicht nachvollziehen läßt. Eine mögliche Erklärung könnte die bereits in Abschnitt 1.3.3 diskutierte bimodale Größenverteilung der MOCVD-Quantenpunkte sein. Obwohl die hier untersuchten Proben überwiegend die kleineren Typ-A Quantenpunkte enthalten sind geringe Dichten von Typ-B Quantenpunkten nicht auszuschließen, was dann die beobachtete Niederenergieflanke erklären würde.

Wir wollen nun eine Zuordnung der beteiligten elektronischen Zustände zu den beobachteten Übergängen vornehmen. Tab. 3.2 fasst die Befunde

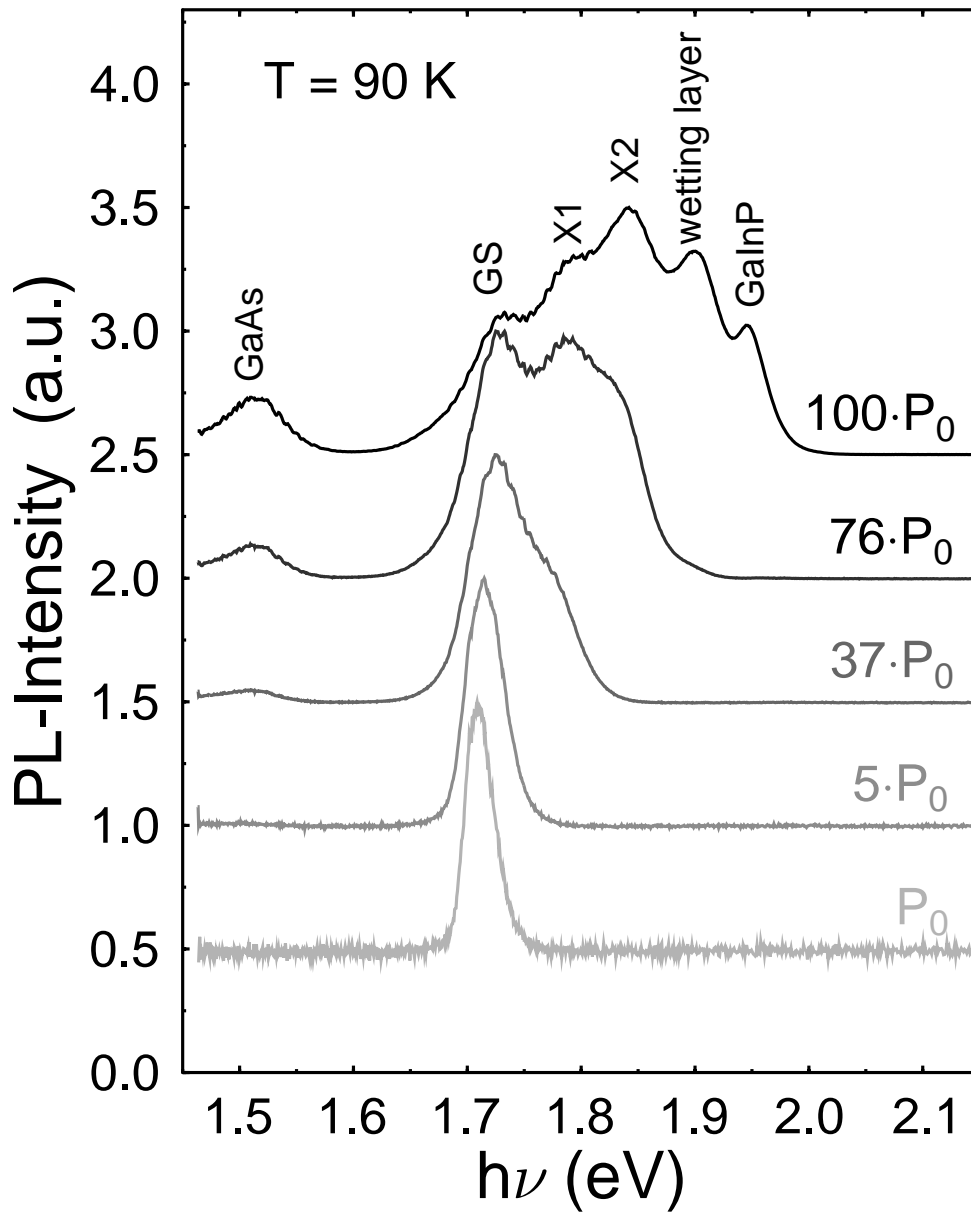


Abbildung 3.7: Photolumineszenz mit zunehmender Anregungsleistung an einer InP/GaInP Quantenpunktprobe (MOCVD).

diesbezüglich zusammen. So ist am Grundzustandsübergang (GS) lediglich ein elektronischer Zustand beteiligt, an X1 zwei und an X2 derer drei. Jeder dieser Elektronenzustände ist zweifach spin-entartet. Nimmt man an, daß für jeden Elektronenzustand gilt  $\sum_j |\langle v_j | c_i \rangle|^2 = \text{const}$ , wobei  $v_j$  die Lochenvelopefunktionen sind, so wäre die Gewichtung der

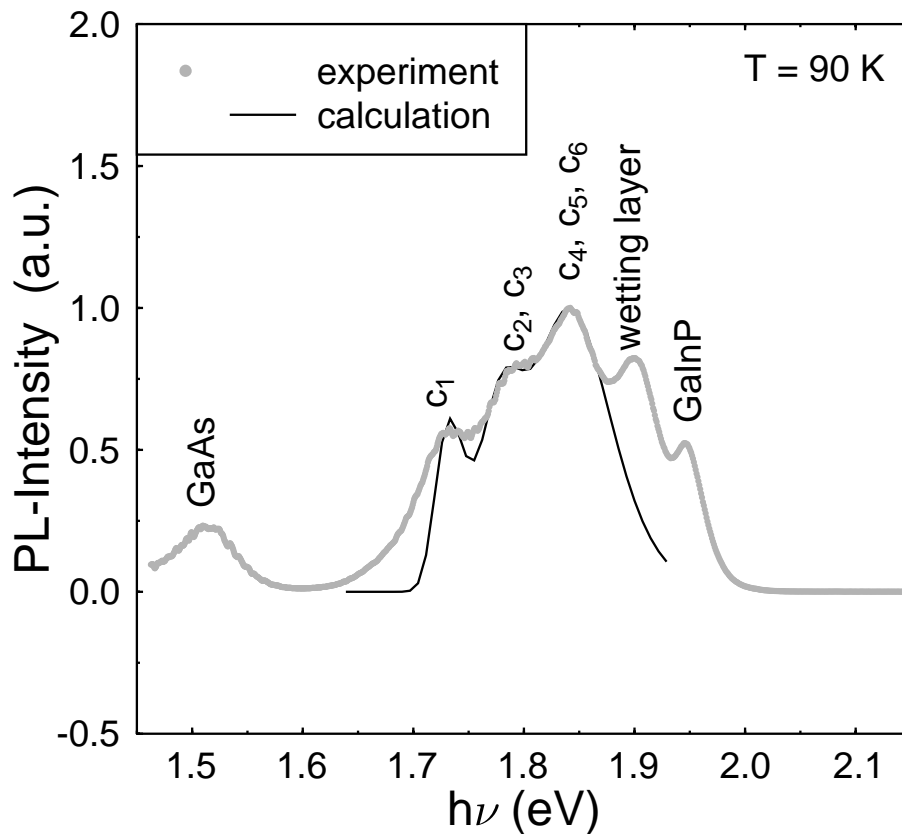


Abbildung 3.8: Drei Übergänge lassen sich eindeutig den Quantenpunkten zuordnen. Die Rechnung für Quantenpunkte mit  $\langle h \rangle \approx 6.3$  nm gibt das Experiment sehr gut wieder. Eine Zuordnung der Übergänge zu den beteiligten Elektronenzuständen  $c_i$  ist möglich.

Übergang	beteiligte Elektronenzustände
GS	$c_0$
X1	$c_1, c_2$
X2	$c_3, c_4, c_5$

Tabelle 3.2: Einteilung der Elektronenzustände nach ihrer Beteiligung an den beobachteten optischen Übergängen

Übergänge GS:X1:X2 (innerhalb der inhomogenen Linienbreite) gleich 2:4:6 (vgl. nächsten Abschnitt Abb. 3.9). Es sei noch angemerkt, daß diese Verhältnisse (Quasi-Äquidistanz der Übergänge und die zugehörige Gewichtung) an Eigenschaften quantenmechanischer Lösungen bei zwei-

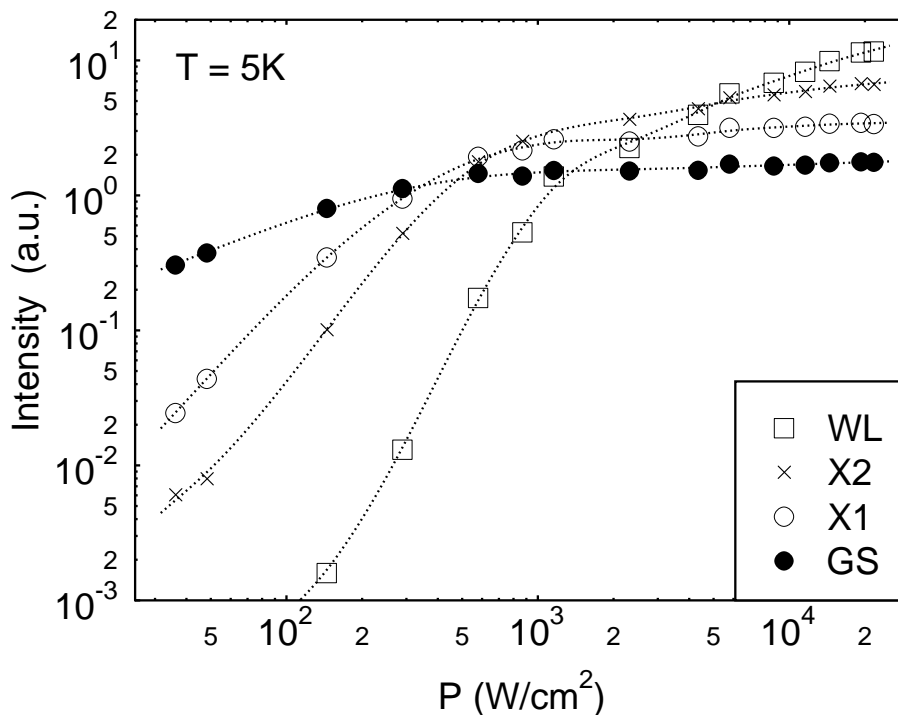


Abbildung 3.9: Sättigungsverhalten der Quantenpunktübergänge und der Emission der Benetzungsschicht im Vergleich.

dimensionalen harmonischen Potentialen erinnern.

### Sättigungseffekte

Gerade die vielfach angesprochene null-dimensionale Zustandsdichte der Quantenpunkte macht diese Strukturen anfällig für Sättigungseffekte - jeder Zustand kann nur mit zwei Ladungsträgern besetzt werden. Dies äußert sich in den leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen. In Abbildung 3.9 ist dies für die bereits vorher diskutierte MOCVD-Einfachquantenpunktschicht demonstriert. Die integrierten Intensitäten der einzelnen Quantenpunkt-Übergänge zeigen ein deutlich ausgeprägtes Sättigungsverhalten. Der Grundzustand (GS) sättigt bereits bei ungefähr  $300 \text{ W/cm}^2$ , der erste angeregte Zustand (X1) bei etwa  $600 \text{ W/cm}^2$  und X2 knapp unter  $1 \text{ kW/cm}^2$ . Hier spiegelt sich die erwähnte Multiplizität der elektronischen Niveaus sehr schön wider. Im Gegensatz dazu ist bei der Benetzungsschicht bei etwa  $1 - 2 \text{ kW/cm}^2$  ein Abknicken zu beobachten, das allerdings nicht in eine ausgeprägte Sättigung führt.



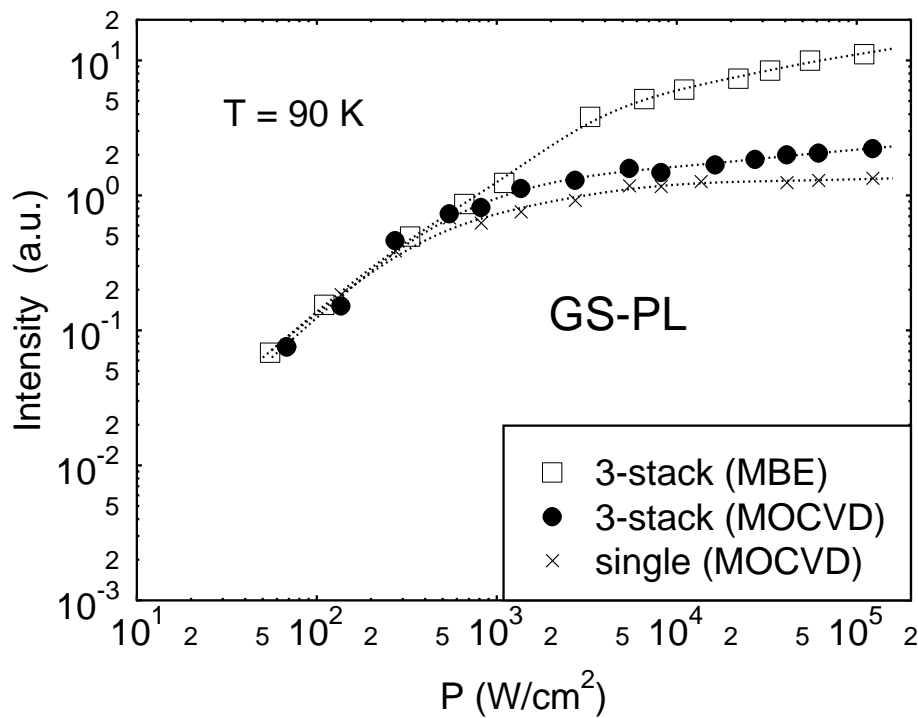


Abbildung 3.10: Sättigungsverhalten der Photolumineszenz des Quantenpunkt-Grundzustandes im Vergleich zwischen Einfach- und Dreifachschicht aus MOCVD bzw. MBE. Die Kurven wurden auf gleiche Intensität bei niedrigen Anregungsdichten normiert.

Abbildung 3.9 ist auch noch in anderer Hinsicht interessant, wenn man beachtet, daß ein Photolumineszenzsignal von X1 und sogar X2 zu beobachten ist noch bevor der Grundzustand vollständig gesättigt ist. Solch ein Befund wurde in der Literatur als Nachweis für die Existenz des *Phonon-bottlenecks* angeführt [132]. Erinnert man sich auf der anderen Seite, daß bei tiefen Temperaturen die Quantenpunkte nicht gekoppelt und daher gemäß einer Poisson-Statistik besetzt sind - bei den MOCVD Quantenpunkten kommt bei einem gegenseitigen Abstand von etwa 50 nm auch keine Tunnelkopplung in Frage -, so verwundern obige Resultate nicht und stellen auch keinen Beweis für ein Bottleneck dar.

Abbildung 3.10 zeigt einen Vergleich zwischen einer Einfachschicht (MOCVD) und Dreierstapeln (MOCVD bzw. MBE), was das Sättigungsverhalten der Photolumineszenzintensität des Grundzustands angeht. Wie erwartet sättigt bei der Einfachschicht der Grundzustand früher als bei den beiden Dreierstapeln, wenngleich der Unterschied zum Dreiersta-

pel aus der MOCVD nicht so gravierend ausfällt - man beachte jedoch die logarithmische Darstellung. Der Unterschied in der Sättigungsdichte und in der Sättigungsintensität macht etwa einen Faktor zwei aus. Der Grund dafür, daß hier nicht wie erwartet eine dreifach größere Sättigungsdichte und -Intensität gemessen wird, könnte an einer etwas niedrigeren Flächendichte der Quantenpunkte im MOCVD-Dreierstapel liegen, da hier beim Wachstum etwas weniger Material (im Vergleich zur Einfachschicht) abgeschieden werden musste, um Defektbildung in höheren Quantenpunktschichten zu vermeiden. Im Vergleich zu dem Dreierstapel aus der MOCVD läuft der Dreierstapel aus der MBE erst bei 5 mal größeren Anregungsdichten in eine Sättigung und zeigt dabei eine ungefähr 5 mal größere Sättigungsintensität. Hierfür ist die etwa 2-8 mal höhere Flächendichte, der in der MBE hergestellten Quantenpunkte ausschlaggebend.

### 3.4.3 Temperaturabhängige Photolumineszenz

#### Temperaturabhängigkeit der Linienlage

Wie man von Untersuchungen an Volumenmaterial weiß, ist die Bandlückenenergie  $E_G$  temperaturabhängig. Bei den meisten III-V Halbleitern findet man eine Abnahme der Bandlücke mit zunehmender Temperatur aufgrund von thermischer Ausdehnung des Gitters und einer temperaturabhängigen Ladungsträger-Gitter-Wechselwirkung. Dieses Verhalten wurde von Varshni mit folgender Formel beschrieben [133]:

$$E_G(T) = E_G(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}, \quad (3.10)$$

wobei  $\alpha$  und  $\beta$  empirische Parameter sind - für InP ist  $\alpha = 4.906 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$  und  $\beta = 327 \text{ K}$  [133]. In Abbildung 3.11 wurde die Temperaturabhängigkeit der Quantenpunktemissionsenergie (unter Niederanregung) mit der Gl. 3.10 beschrieben, wobei  $\beta = 327 \text{ K}$  und  $\alpha = 4.3 - 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$  als Fitparameter resultierten, in guter Übereinstimmung mit Werten für das Volumenmaterial.  $E_G(0)$  wurde jeweils gleich der Emissionsenergie bei tiefen Temperaturen gesetzt.

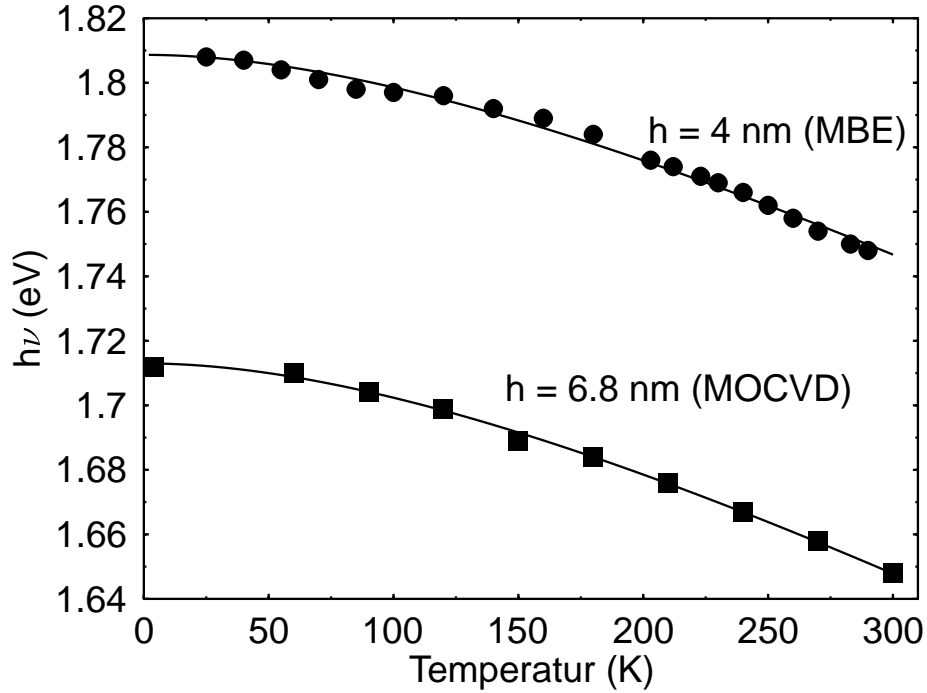


Abbildung 3.11: Temperaturabhängigkeit der Lage des Photolumineszenzmaximums bei Niederanregung. Die Rotverschiebung ist konsistent mit der Änderung der Bandlücke des InP-Volumenmaterials (durchgezogene Linien).

### Nichtstrahlende Verluste

Die temperaturabhängige Messung der integrierten Photolumineszenzintensität liefert Aussagen über die Quantenausbeute des untersuchten Materials. Abbildung 3.12 zeigt den thermisch aktivierten Rückgang der integrierten Photolumineszenzintensität  $I(T)$  für eine Einfach-Quantenpunktschicht aus der MBE. Dieses Verhalten ist ein klares Indiz für nichtstrahlende Rekombination und lässt sich durch ein Zusammenspiel mehrerer Prozesse mit den zugehörigen Aktivierungsenergien  $E_{a,i}$  beschreiben [134, 135]:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \sum_i C_i \exp\left(-\frac{E_{a,i}}{kT}\right)}, \quad (3.11)$$

wobei  $I_0$  die integrierte Intensität bei tiefen Temperaturen angibt,  $C_i$  sind Parameter, deren Temperaturabhängigkeit durch die Art des

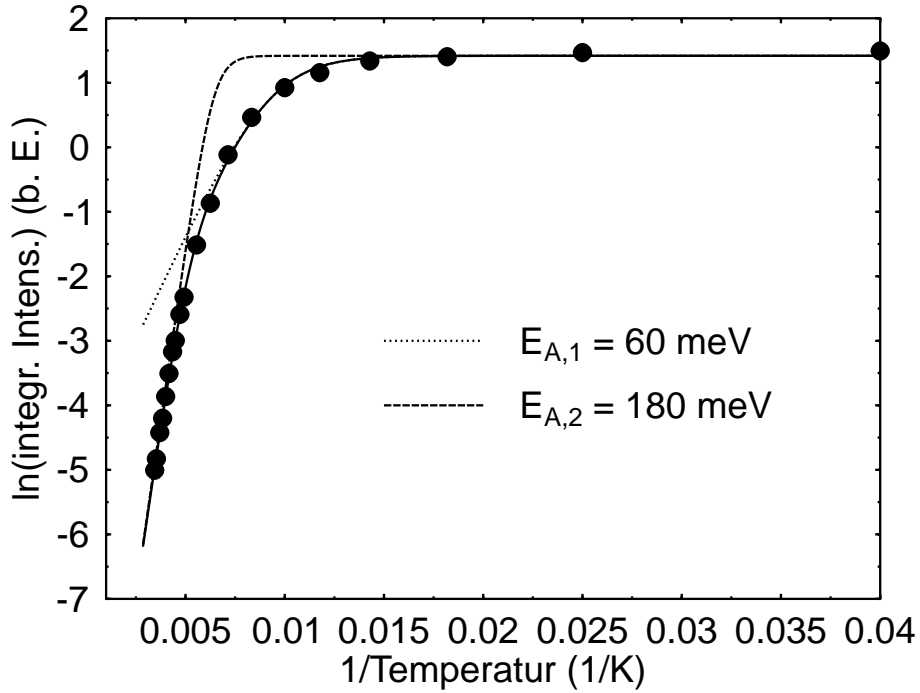


Abbildung 3.12: Temperaturabhängigkeit der integrierten Photolumineszenzintensität bei konstanter Anregungsdichte für eine MBE-Einfachquantenpunktschicht (vgl. Abb. 3.5 a)). Das thermisch aktivierte Verhalten läßt sich durch zwei Aktivierungsenergien beschreiben.

thermisch aktivierten Prozesses gegeben ist - wir nehmen die  $C_i$  hier näherungsweise als konstant an [136]. Wie man in Abbildung 3.12 sieht, läßt sich die Abnahme der integrierten Intensität in unserem Fall mit zwei Prozessen sehr gut anpassen. Zu dem Rückgang bei niedrigen Temperaturen ( $T > 90\text{ K}$ ) gehört offensichtlich eine Aktivierungsenergie von 60 meV, während in Richtung Raumtemperatur eine Aktivierungsenergie von 180 meV bestimmt wird. Bei tiefen Temperaturen emittieren die untersuchten MBE-Quantenpunkte bei 1.81 eV. Der energetische Abstand zur Benetzungsschicht ( $E_g \approx 1.88 - 1.9\text{ eV}$ ) paßt im Rahmen der Fehler etwa zu  $E_{A,1}$ , was auf eine thermische Aktivierung von Ladungsträgern in (Defekt-)Zustände der Benetzungsschicht hindeutet.  $E_{A,2}$  stimmt - wieder im Rahmen der Fehler - mit dem energetischen Abstand zu der GaInP-Barriere ( $\Delta E \approx 150-160\text{ meV}$ ) überein. Untersuchungen an Quantenpunktproben mit  $(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y})\text{InP}$ -Barrieren

bzw. mit quaternären Barrieren haben einen Anstieg dieser zweiten Aktivierungsenergie mit dem Al-Gehalt ergeben [65, 86]. Dies bestätigt den Schluß, daß bei hohen Temperaturen der maßgebliche Prozeß die thermische Entleerung der Quantenpunkte in die Barriere ist. Die Aktivierungsenergie korrespondiert im Fall der Photolumineszenz [137, 138] mit der gesamten Energiedifferenz zur Barriere  $\Delta E$  im Gegensatz zu unseren Beobachtungen zur Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte ( $\Delta j \sim n$ , s. Abschnitt 5.3) [128]. Bleibt anzumerken, daß die Verwendung Al-haltiger Barrieren leider gleichzeitig zu einer insgesamt Verschlechterung der Materialqualität der Quantenpunkte führt, was an erhöhtem Sauerstoffeinbau, limitierten Wachstumstemperaturen und schlechter Morphologie schon der Barrieren liegt [86].

### 3.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde zunächst ein Modell für die Geometrie der InP/GaInP Quantenpunkte und die sich daraus ergebende elektronische Struktur der InP/GaInP Quantenpunkte in Abhängigkeit ihrer Größe vorgestellt. In Photolumineszenzexperimenten konnten wir dieses Modell verifizieren und auf dessen Basis die mittlere Größe der Quantenpunkte und die zugehörige Größenfluktuation im Ensemble ermitteln. Bei einer typischen Abscheidung von 3 ML InP für die in der MBE hergestellten Quantenpunkte fanden wir eine mittlere Höhe von 4 nm mit einer Größenfluktuation von etwa 12 %, während sich für die MOCVD Quantenpunkte mittlere Höhen um 6.5 nm mit einer Fluktuation von ungefähr 16 % ergaben, in sehr gutem Einklang mit den Resultaten aus AFM- und TEM-Untersuchungen. Die kleinen MBE Quantenpunkte haben in diesem Fall lediglich ein lokalisiertes elektronisches Niveau während die entsprechend größeren MOCVD Quantenpunkte 6 elektronische Niveaus beinhalten, die sich energetisch in drei Gruppen mit ansteigender Multiplizität anordnen. Wir konnten die beobachteten Übergänge den jeweiligen elektronischen Niveaus zuordnen. Darüberhinaus haben wir auch das Sättigungsverhalten der einzelnen Lumineszenzsignale untersucht und zwar sowohl an Einfachschichten als auch an gestapelten Quantenpunk-

ten. Die Sättigung der Lumineszenzsignale spiegelt die Multiplizität der beteiligten elektronischen Zustände wieder. Die zur Sättigung notwendige Anregungsdichte kann durch die Verwendung gestapelter Quantenpunkte sowie Proben mit größerer Quantenpunktlächendichte deutlich erhöht werden.

Temperaturabhängige Messungen haben ergeben, daß die Photolumineszenzemission der Quantenpunkte analog zur Varshni-Beziehung mit zunehmender Temperatur eine Rotverschiebung aufweist. Die integrierte Intensität nimmt mit zunehmender Temperatur aufgrund von nichtstrahlender Rekombination ab. Wir finden dabei zwei Aktivierungsenergien, die dem Prozeß der thermischen Emission von Ladungsträgern aus den Quantenpunkten in die Benetzungsschicht bzw. in die GaInP Barriere zugeordnet werden können.

Die in diesem Kapitel gewonnenen Erkenntnisse sind von fundamentaler Bedeutung für den Einsatz der Quantenpunkte als aktives Material in einem Quantenpunktlaser.

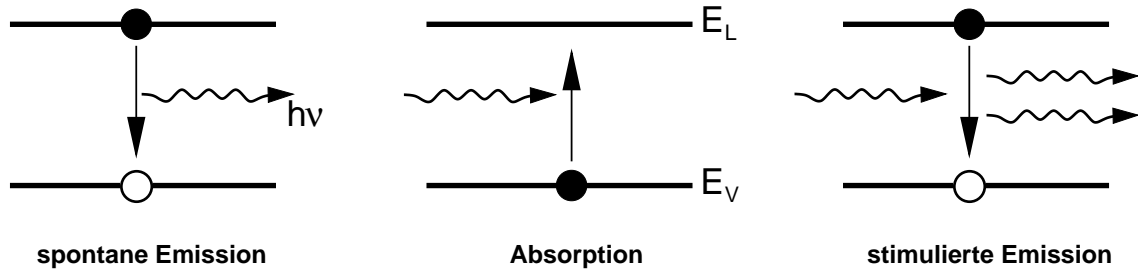
# Kapitel 4

## Optische Verstärkung

Neben der spontanen Emission existieren noch zwei weitere fundamentale Wechselwirkungen von Licht mit Materie - Absorption und die stimulierte Emission. Abb. 4.1 zeigt diese Prozesse schematisch. Der Prozeß der stimulierten Emission ist die Voraussetzung für das Auftreten optischer Verstärkung in einem Material und damit die Grundlage für Laseraktivität. Die spontane Emission haben wir bereits in Abschnitt 3.2 behandelt. In diesem Kapitel wollen wir uns nun der Absorption und der stimulierten Emission aus Quantenpunkten im Kontext der optischen Verstärkung widmen.

### 4.1 Theoretische Grundlagen

In Analogie zu den Ausführungen in Abschnitt 3.2 werden wir hier die optische Verstärkung für ein Ensemble selbstorganisierter Quantenpunkte angeben. Dabei spielen sowohl die homogene als auch die inhomogene Verbreiterung eine wichtige Rolle. Wenn wir zunächst von einem Ensemble exakt gleicher Quantenpunkte mit einer Flächenbedeckung  $\xi$  und einem Volumen  $V_d$  ausgehen, so können wir die modale optische


 Abbildung 4.1: *Fundamentale Wechselwirkungen von Licht und Materie.*

Verstärkung schreiben als [16]:

$$g(\hbar\omega) = \Gamma \xi \frac{2\pi e^2 \hbar}{v_{\text{gr}} n^2 \epsilon_0 m_0^2 V_d} \sum_{c,v} \frac{|p_{cv}^\sigma|^2 (f_c - f_v)}{\hbar\omega_{cv}} B_{cv}(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv}), \quad (4.1)$$

wobei  $c, v$  Zustandsindizes sind, und  $\hbar\omega_{cv}$  die zugehörige Photonenenergie,  $B_{cv}(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv})$  die homogene Verbreiterung und  $f_c, f_v$  die Besetzung der Zustände  $c$  bzw.  $v$  angibt. Im Gegensatz zu Gleichung 3.5 ist hier noch die Polarisationsabhängigkeit von  $|p_{cv}^\sigma|^2$  durch den Index  $\sigma$  berücksichtigt. Wie  $k \cdot p$ -Rechnungen sowohl für InP/GaInP als auch für InGaAs/GaAs Quantenpunkte zeigen [35, 101] und wie sich auch im Experiment beobachten läßt, äußert sich diese Polarisationsabhängigkeit in einer drastischen Unterdrückung der Spaltkantenemission in TM-Richtung und führt zu einer starken TE-Polarisierung der von uns untersuchten Laser ( $I_{\text{TE}} : I_{\text{TM}} = 500 : 1 - 5000 : 1$ ) [129, 139].

In der Realität muß in Gl. 4.1 noch die inhomogene Verbreiterung durch Ensemblefluktuationen (s. Abschnitt 3.2.3) berücksichtigt werden. Dies geschieht durch eine Faltung:

$$g(\hbar\omega) = \Gamma \xi \frac{2\pi e^2 \hbar}{v_{\text{gr}} n^2 \epsilon_0 m_0^2 V_d} \sum_{c,v} \frac{|p_{cv}^\sigma|^2}{\hbar\omega_{cv}} \int_{-\infty}^{\infty} [f_c(E') - f_v(E')] \cdot G(E' - \hbar\omega_{cv}) B_{cv}(\hbar\omega - E') dE', \quad (4.2)$$

mit

$$G(E - \hbar\omega_{cv}) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{2}{\Gamma_0} \exp \left( -\frac{(E - \hbar\omega_{cv})^2}{(\Gamma_0/2)^2} \ln 2 \right), \quad (4.3)$$



wobei  $\Gamma_0$  die inhomogene Linienbreite (FWHM) des Übergangs ( $c \rightarrow v$ ) angibt. Ist die homogene Linienbreite deutlich kleiner als die inhomogene Verbreiterung so können wir näherungsweise  $B_{cv}(\hbar\omega - E) = \delta(\hbar\omega - E)$  annehmen. Damit folgt für die optische Verstärkung:

$$g(\hbar\omega) = \Gamma\xi \frac{2\pi e^2 \hbar}{v_{\text{gr}} n^2 \epsilon_0 m_0^2 V_d} \sum_{c,v} \frac{|p_{cv}^\sigma|^2}{\hbar\omega_{cv}} [f_c(\hbar\omega) - f_v(\hbar\omega)] G(\hbar\omega - \hbar\omega_{cv}) \quad (4.4)$$

Drücken wir nun wie in Abschnitt 3.2.1  $|p_{cv}^\sigma|^2$  durch die spontane strahlende Lebensdauer  $\tau_{\text{sp}}^{cv}$  des Überganges ( $c \rightarrow v$ ) aus. Dabei betrachten wir im Folgenden nur noch die Verstärkung in TE-Polarisation. Wenn wir vereinfachend annehmen, daß jeder Elektronenzustand  $c_i$  bezüglich der Summe des Überlapps seiner Envelopefunktion mit denen der energetisch dichtliegenden Lochzustände  $v_j$  gleichwertig ist ( $\sum_j |\langle v_j | c_i \rangle|^2 = \text{const.}$ ), dann können wir eine gemeinsame spontane strahlende Lebensdauer  $\tau_{\text{sp}}$  für jeden Elektronenzustand einführen. Darüberhinaus wollen wir Ladungsneutralität in den Quantenpunkten annehmen, d. h. auf jedes Elektron in einem Quantenpunkt kommt auch ein dazugehöriges Loch. Verwenden wir Gl. 4.3 und betrachten für jeden einzelnen Elektronenzustand  $c_i$  die optische Verstärkung  $g_i$  im jeweiligen Maximum der inhomogenen Verbreiterung dann erhalten wir aus Gl. 4.4:

$$g_i = \Gamma\xi \frac{4\pi\sqrt{\pi \ln 2} v_{\text{gr}}^2 \hbar^3}{V_d \Gamma_0 \tau_{\text{sp}} (\hbar\omega_i)^2} (2f_{c,i} - 1), \quad (4.5)$$

wobei  $\hbar\omega_i$  die Photonenenergie im Maximum des zugehörigen Übergangs, und  $f_{c,i}$  die Besetzung des  $i$ -ten Elektronenzustands angibt. Fassen wir nun noch diejenigen Übergänge zusammen, deren energetischer Abstand innerhalb der inhomogenen Verbreiterung liegt, so wie wir dies schon bei den Ausführungen zur Photolumineszenz gemacht haben, dann können wir die optische Verstärkung im Maximum der Übergänge GS, X1 und X2 angeben. Wir führen dazu die Multiplizität  $G_i$ ,  $i = GS, X1, X2$  ein.

$$g_i = \Gamma\xi \frac{4\pi\sqrt{\pi \ln 2} v_{\text{gr}}^2 \hbar^3}{V_d \Gamma_0 \tau_{\text{sp}} (\hbar\omega_i)^2} G_i \cdot (2f_{c,i} - 1), i = GS, X1, X2 \quad (4.6)$$

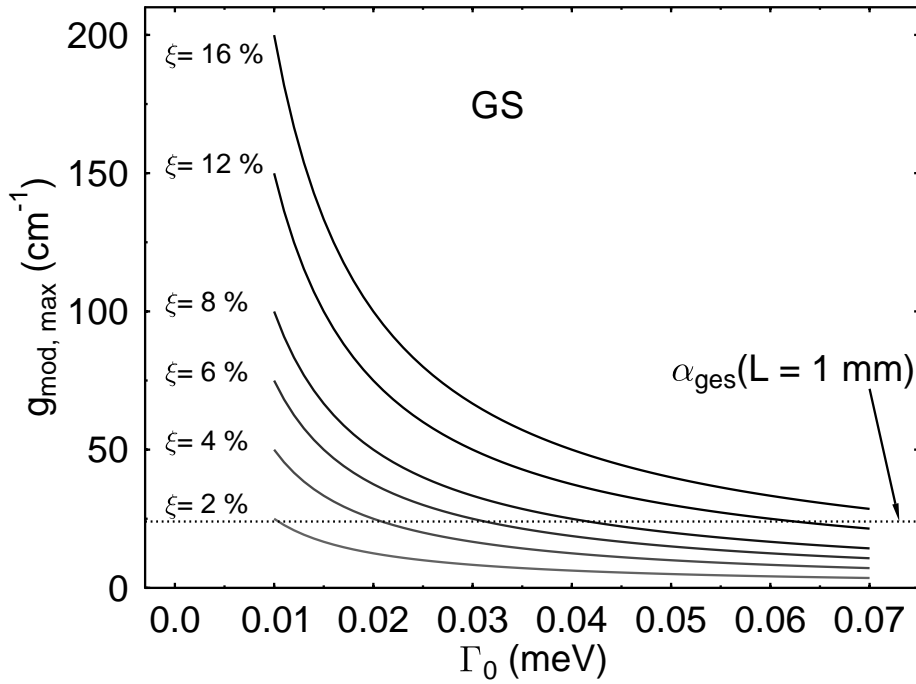


Abbildung 4.2: Maximale optische Verstärkung des Grundzustandes in Abhängigkeit von der inhomogenen Verbreiterung  $\Gamma_0$  und der Flächenbedeckung  $\xi$ .

Die Beziehung 4.6 zeigt die Abhängigkeit der optischen Verstärkung eines Quantenpunktensembles von der Flächenbedeckung  $\xi$  und der inhomogenen Linienbreite  $\Gamma_0$ . In Abb. 4.2 sind die Ergebnisse von Rechnungen nach Gl. 4.6 für die maximale optische Verstärkung des Grundzustandes einer Einfachquantenpunktschicht in bekannter Wellenleitergeometrie dargestellt. Konkret haben wir  $\Gamma = 3.4 \%$ ,  $\tau_{\text{sp}} = 500 \text{ ps}$ ,  $V_d = 800 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$  und  $v_{\text{gr}} = 9.2 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$  angenommen. Wie man erwarten würde muß man, um eine möglichst hohe maximale optische Verstärkung zu erreichen, die inhomogene Verbreiterung klein und die Flächenbedeckung groß halten. Für einen gegebenen Wert der gesamten optischen Verluste eines Lasers  $\alpha_{\text{ges}} = \alpha_i + 1/L \ln R$  kann der Fall eintreten, daß die maximale Verstärkung des Grundzustandes nicht ausreichend ist, um die Schwellbedingung zu erfüllen - der Laser wird dann bestenfalls auf einem angeregten Zustand emittieren. In der Abbildung 4.2 haben wir dies exemplarisch für einen 1 mm langen Laser mit typischen

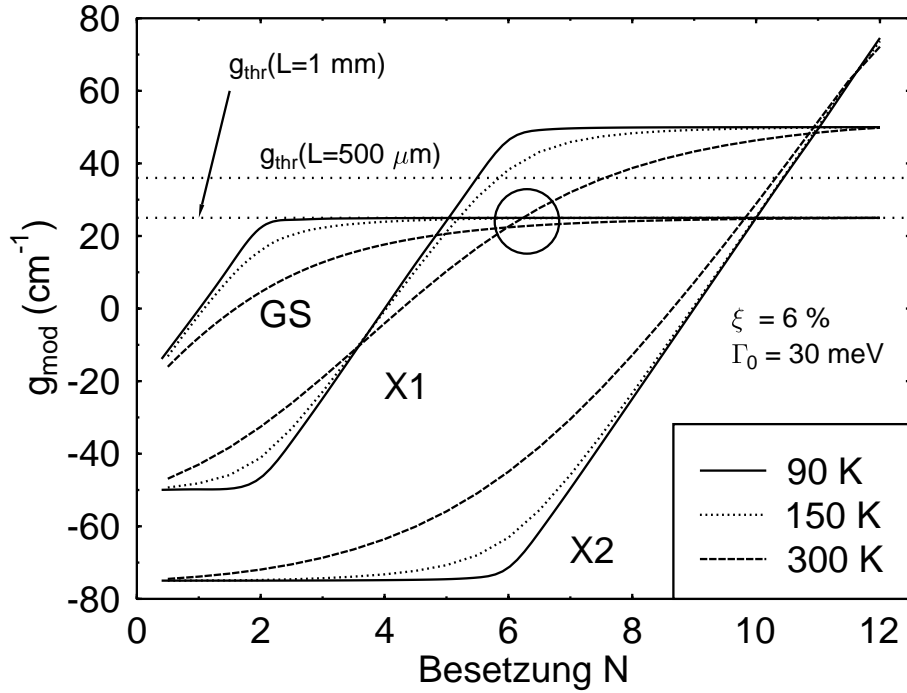


Abbildung 4.3: Temperaturabhängigkeit und Sättigungsverhalten der optischen Verstärkung für die Übergänge GS, X1 und X2.

intrinsischen Verlusten  $\alpha_i$  von  $12 \text{ cm}^{-1}$  dargestellt. Für typische, in der MOCVD hergestellte Einfachschichten liegt  $\xi$  bei etwa 3-10 % und  $\Gamma_0$  bei ungefähr 25 – 35 meV und man würde in diesem Beispiel gerade noch Grundzustandsemission für einen Laser mit  $\xi = 6 \%$  beobachten. Für die in der MBE hergestellten Laser mit  $\xi \approx 15 - 20 \%$  und vergleichbarem  $\Gamma_0$  würde man hingegen durchaus Emission aus dem Grundzustand der Quantenpunkte vorhersagen. Für gegebene Werte von  $\Gamma_0$  und  $\xi$  erwartet man aus diesen Überlegungen eine Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Resonatorlänge des Lasers, mit einer blauverschobenen Emission auf angeregten Zuständen für Laser mit kürzeren Resonatoren.

Aus Gleichung 4.6 läßt sich auch die Temperaturabhängigkeit und das Sättigungsverhalten für die optische Verstärkung der einzelnen Übergänge ermitteln. Für Quantenpunkte mit mittlerer Höhe  $\langle h \rangle = 6.5 \text{ nm}$  ermitteln wir die Elektronenzustände wie in Abschnitt 3.1.2 und besetzen sie gemäß einer Fermistatistik. Im Fall einer inhomogenen

Verbreiterung von  $\Gamma_0 = 30$  meV und einer Flächenbedeckung  $\xi = 6$  % ergibt sich dann das in Abbildung 4.3 dargestellte Verhalten. Die Multiplizität  $G_i$  der einzelnen Übergänge findet sich im Sättigungswert von  $g_i$  wieder. Bei tiefen Temperaturen (90 K) besetzen die Ladungsträger jeweils zuerst die niedrigsten Zustände - eine thermische Besetzung höherer Zustände bevor in den tieferliegenden eine Sättigung eingetreten ist findet aufgrund der energetischen Abstände der unterschiedenen Zustände von etwa 50 meV nicht statt. Ebenfalls eingezeichnet sind wieder die totalen optischen Verluste zweier Laser mit einer Resonatorlänge von  $500\text{ }\mu\text{m}$  bzw. 1 mm. Bei tiefen Temperaturen kann der 1 mm lange Laser gerade auf dem Grundzustand anschwingen während die Schwellbedingung des kürzeren Lasers erst vom ersten angeregten Zustand erfüllt werden kann. Zu höheren Temperaturen hin findet zunehmend eine thermische Besetzung höherer Zustände statt, was dramatische Auswirkungen auf die Emissionscharakteristik der Laser hat, wie man sich am Beispiel des 1 mm langen Lasers klar machen kann. Noch bevor GS seinen Sättigungswert erreicht findet man bereits eine größere optische Verstärkung in X1 (eingekreister Bereich in Abb. 4.3).

Diese auf vielerlei vereinfachenden Annahmen basierende Rechnung reicht aus, um die Möglichkeit einer temperaturabhängigen Blauverschiebung der Emissionswellenlänge eines Quantenpunktlasers zu erklären, obwohl für die Übergänge der spontanen Emission mit zunehmender Temperatur eine Rotverschiebung beobachtet wird (vgl. Abb. 3.11).

## 4.2 Experimentelles

Der experimentelle Zugang zur optischen Verstärkung in Halbleitermaterialien ist auf verschiedenen Wegen möglich.

### 4.2.1 Methode nach Hakki und Paoli

Eine sehr weit verbreitete Methode geht auf das Verfahren von *Hakki* und *Paoli* zurück, das Messungen der optischen Verstärkung an transversal einmodigen Laserstrukturen erlaubt [140]. Üblicherweise werden damit fertig prozessierte Laserdioden mit Rippenwellenleiter untersucht. Dabei

werden spektral hochauflösend die Fabry-Perot Resonatormoden des Lasers vermessen, wobei sich die optische Verstärkung dann aus dem Intensitätsverhältnis der Modenmaxima  $I_{\max}$  und der Modentäler  $I_{\min}$  ergibt:

$$g = -\frac{1}{L} \ln \left( \frac{\sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}}} + 1}{\sqrt{\frac{I_{\max}}{I_{\min}}} - 1} \right) + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right), \quad (4.7)$$

wobei  $R$  die Reflektivität der Resonatorspiegel angibt und  $L$  die Resonatorlänge bezeichnet. Der Vorteil dieses Verfahrens ist seine prinzipielle Einfachheit und die Möglichkeit eben gerade die optische Verstärkung des Laserbauteils zu messen, dessen sonstige Lasereigenschaften (Emissionscharakteristik, Schwellstrom, Quantenausbeute ...) man auch untersucht. Von Nachteil hingegen ist die Fehleranfälligkeit bei mangelnder Streulichtunterdrückung des Monochromators sowie die nötige Sicherstellung transversaler Einmodigkeit des Lasers, was in der Regel eine Prozessierung erfordert und damit hinsichtlich des Durchsatzes nicht das Optimum darstellt.

#### 4.2.2 Optische Verstärkung aus spontaner Emission

Eine Methode, die unabhängig von jeglicher Prozessierung ist, ja sogar ohne Wellenleiterstruktur auskommt, ist die Bestimmung der optischen Verstärkung  $g$  aus dem Spektrum der spontanen Emission  $R_{\text{sp}}$  [141]. Dabei bedient man sich des Zusammenhangs:

$$\frac{g(\omega_{cv})}{R_{\text{sp}}(\omega_{cv})} = \frac{\pi^2 \hbar c^2}{n^2 \omega_{cv}^2} \cdot \frac{f_c - f_v}{f_c(1 - f_v)}, \quad (4.8)$$

wobei  $\hbar\omega_{cv}$  die Photonenenergie und  $f_c$ ,  $f_v$  die Besetzung des Elektronen- bzw. Lochzustandes angibt. Obiger Zusammenhang gilt unabhängig von der für  $f_c$ ,  $f_v$  zugrundeliegenden Besetzungsstatistik. Zur Auswertung jedoch muß man ein Modell für die Thermodynamik der Besetzung annehmen und davon hängt letztlich auch das Resultat empfindlich ab. Somit ist dieses Verfahren bei aller Einfachheit aufgrund

seiner Indirektheit sehr fehleranfällig. Gerade im Fall von selbstorganisierten Quantenpunkten haben Summers *et al.* [142] mit dieser Methode Regimes der thermischen Kopplung untersucht, indem sie ihre mit Gl. 4.8 erhaltenen Ergebnisse für die optische Verstärkung mit den Ergebnissen aus einer direkteren Methode verglichen haben, um herauszufinden in welchen Temperaturbereichen für die Quantenpunkte der aktiven Zone ein gemeinsames chemisches Potential und damit eine gemeinsame Fermistatistik anzunehmen ist. Bei diesem direkteren Verfahren handelt es sich um die sogenannte Strichlängenmethode [143]. Da diese Methode auch bei allen Messungen in dieser Arbeit eingesetzt wurde, wollen wir darauf im Folgenden etwas detaillierter eingehen.

### 4.2.3 Strichlängenmethode

Für dieses Verfahren ist eine planare Wellenleiterstruktur, wie wir sie im Kapitel 2 diskutiert haben erforderlich, eine zusätzliche Strukturierung, wie im Fall der Hakki-Paoli Methode ist nicht nötig. Es handelt sich also um eine, im Hinblick auf spätere Bauteile, anwendungsnahe Herangehensweise, ohne jedoch den Bauteilprozeß durchführen zu müssen.

Abbildung 4.4 zeigt das Prinzip der Strichlängenmethode. Die Probe wird dabei auf einem strichförmigen Gebiet senkrecht zu einer ihrer Bruchkanten optisch angeregt. Die verstärkte spontane Emission (**a**mplified **s**pontaneous **e**mission: ASE), die aus der Probenkante tritt, wird spektral aufgelöst als Funktion der Strichlänge detektiert. Die Abhängigkeit der Intensität  $I$  von der Strichlänge  $L$  läßt sich wie folgt verstehen. Licht, das weiter hinten im Strich aufgrund spontaner Emission entsteht, durchläuft dabei auf dem Weg zur Spaltkante einen optisch gepumpten Bereich und wird dadurch entweder verstärkt, absorbiert oder ungeschwächt transmittiert (vgl. Abb. 4.4 (a)-(c)). Beschreiben läßt sich dies durch eine Differentialgleichung, deren Lösung folgenden Zusammenhang liefert:

$$I(\hbar\omega, L) = \frac{\beta R_{\text{sp}}(\hbar\omega)}{g_{\text{net}}(\hbar\omega)} \left( e^{g_{\text{net}}(\hbar\omega)L} - 1 \right), \quad (4.9)$$

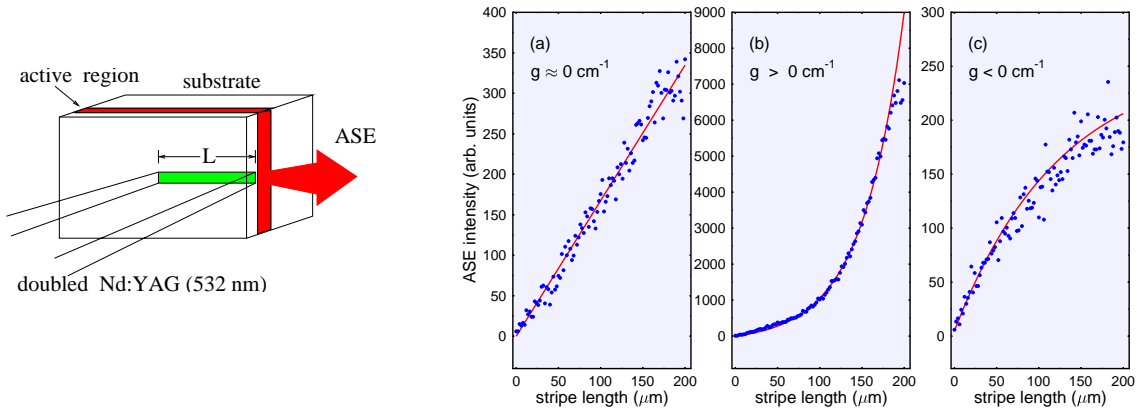


Abbildung 4.4: Prinzip der Strichlängenmethode (links) und die erhaltene Abhängigkeiten der Emission aus der Probenkante von der Strichlänge bei Transparenz (a), Absorption (b) und Verstärkung (c) bei der betrachteten Wellenlänge.

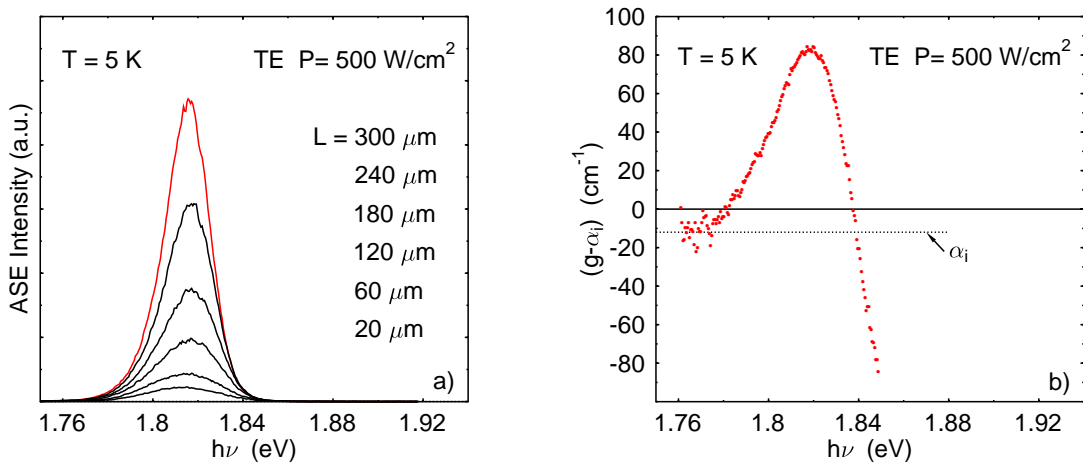


Abbildung 4.5: Aus der Strichlängenmethode resultierende Spektren der verstärkten spontanen Emission a) und das daraus berechnete Spektrum der optischen Verstärkung b).

wobei  $\beta R_{\text{sp}}(\hbar\omega)$  die spontane Emission in die geführte Welle angibt. Durch eine Anpassung der gemessenen  $I(\hbar\omega, L)$ -Kurven läßt sich das Spektrum der optischen Nettoverstärkung  $g_{\text{net}}(\hbar\omega) = g(\hbar\omega) - \alpha_i$  bei der eingestellten Anregungsdichte bestimmen. Abb. 4.5 a) zeigt exemplarisch Spektren der verstärkten spontanen Emission für verschie-

dene Strichlängen aus der Spaltkante der Probe. Nach Gl. 4.9 erhalten wir daraus dann das zugehörige Spektrum der optischen Verstärkung (Abb. 4.5 b). Es sei darauf hingewiesen, daß das auf diese Weise erhaltene Verstärkungsspektrum, bedingt durch das Meßprinzip, bereits die intrinsischen Verluste des Wellenleiters  $\alpha_i$  beinhaltet.

Die praktische Umsetzung dieses Verfahrens erfolgt in folgender Weise. Die Probe befindet sich in einem temperaturgeregelten He- bzw. N<sub>2</sub> Badkryostaten (5-300 K). Mit unserer Anregungslichtquelle, einem gütegeschalteten und frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 532 nm werden im GaInP-Wellenleiter der Proben Elektron-Loch-Paare erzeugt, die von dem Benetzungsfilm und den Quantenpunkten eingefangen werden. Der Laser erzeugt Lichtpulse mit einer Breite von 250 ns bei einer Wiederholfrequenz von 2.5 kHz (Tastverhältnis 1:1600). Die Pulsbreiten sind hinreichend lange, so daß sich in der Probe ein quasi-stationärer Zustand einstellen kann. Die Breite des Anregungsstrichs wurde zu 30  $\mu\text{m}$  ausgemessen. Die aus der Probenkante emittierte ASE wird mit einer peltiergeköhlten intensivierten Si-Diodenzeile an einem 0.85 m langen SPEX-Doppelmonochromator detektiert. Bei der Diodenzeile wurde zur Detektion ein Zeitfenster von ca. 100 ns in der Mitte des Anregungspulses eingestellt, um die Messung bei nahezu konstanter Anregungsdichte zu gewährleisten. Die Strichlänge läßt sich durch einen variablen Spalt mit einem Schrittmotor einstellen.

Besonderes Augenmerk muß bei dieser Methode auf eine möglichst homogene Anregung über die gesamte Strichlänge gelegt werden. Desweiteren ist die senkrechte Justage des Anregungsstrichs zur Probenkante von ausschlaggebender Bedeutung.

Die typische maximale Strichlänge im Experiment beträgt 300  $\mu\text{m}$ , wobei bei hohen modalen Nettoverstärkungen ein Lochbrenneffekt zu einer Sättigung der  $I(L)$ -Abhängigkeit führt und somit die maximal verwendbare Länge des Anregungsstrichs limitiert.

Detaillierte Untersuchungen zu Fehlerquellen bei der Strichlängenmethode finden sich in der Diplomarbeit von Sabine Heppel [144].



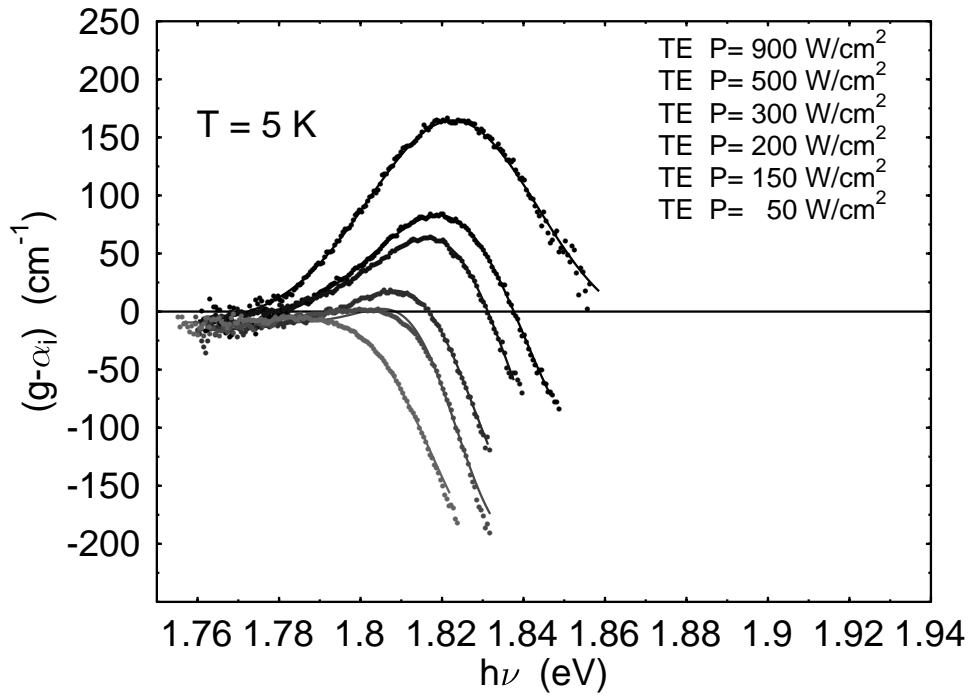


Abbildung 4.6: Optische Verstärkung einer Quantenpunkteinfachschicht (MBE) mit hoher Quantenpunkt-Flächendichte bei 5 K bei unterschiedlichen Anregungsdichten  $P$ .

### 4.3 Experimentelle Befunde

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse aus Messungen mit der Strichlängenmethode an InP/GaInP Quantenpunktlaserstrukturen vorgestellt und diskutiert. Dabei wird wie schon bei den Ausführungen zur Photolumineszenz unser Hauptaugenmerk Sättigungseffekten und den daraus zu erwartenden Konsequenzen für die Charakteristika von Quantenpunktlasern gelten.

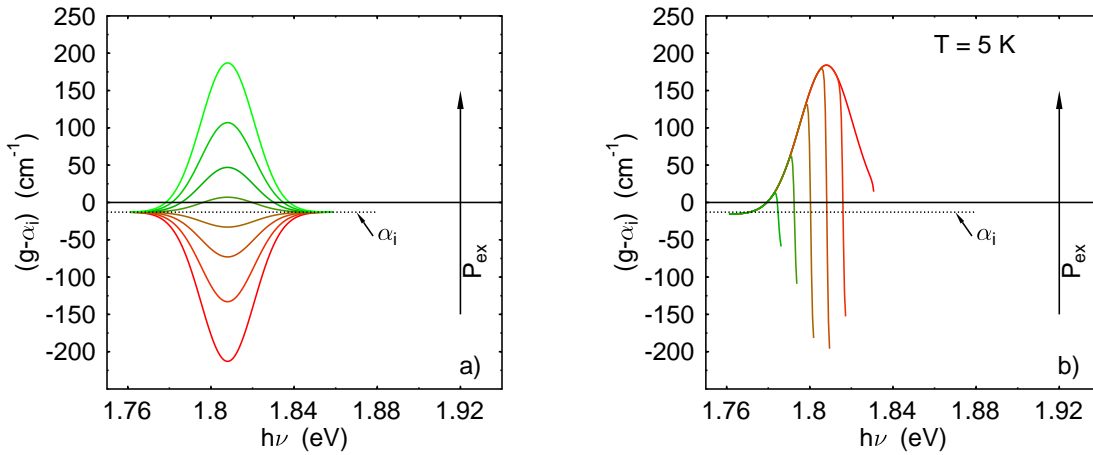


Abbildung 4.7: Erwartete Verstärkungsspektren im Fall eines ungekoppelten, inhomogen verbreiterten Quantenpunktensembles bei Vorhandensein lediglich eines optischen Überganges pro Quantenpunkt a) und im Fall von Kopplung b). Im Fall b) wurden die Quantenpunkte gemäß der Fermistatistik und einem gemeinsamen chemischen Potential besetzt.

### 4.3.1 Strukturen mit hoher Quantenpunktflächendichte

#### Einfachschichten

Abbildung 4.6 zeigt die optische Verstärkung einer nominell undotierten Laserstruktur mit einer Einfachquantenpunktschicht (MBE) bei einer Temperatur von 5 K. Die hier untersuchten Quantenpunkte haben aufgrund ihrer geringen Größe lediglich ein quantisiertes elektronisches Niveau (vgl. Abschnitt 3.4.1). Die Quantenpunktflächendichte beträgt etwa  $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Die intrinsischen Verluste  $\alpha_i$  lassen sich direkt aus der Nettoverstärkung  $(g - \alpha_i)$  auf der Niederenergieseite ablesen - sie liegen bei  $10 - 15 \text{ cm}^{-1}$ .

Nach Gleichung 4.4 würde man für ein Ensemble ungekoppelter Quantenpunkte, die lediglich einen strahlenden Übergang aufweisen, eine Leistungsabhängigkeit der optischen Verstärkung wie in Abbildung 4.7 a) erwarten. Nach den Ausführungen in Abschnitt 3.2.2 werden die Quantenpunkte größenunabhängig und zufällig besetzt. Lassen wir die intrinsischen Verluste außen vor, dann erhielte man dementsprechend entweder Absorption oder Verstärkung im *gesamten* Ensemble - nicht aber

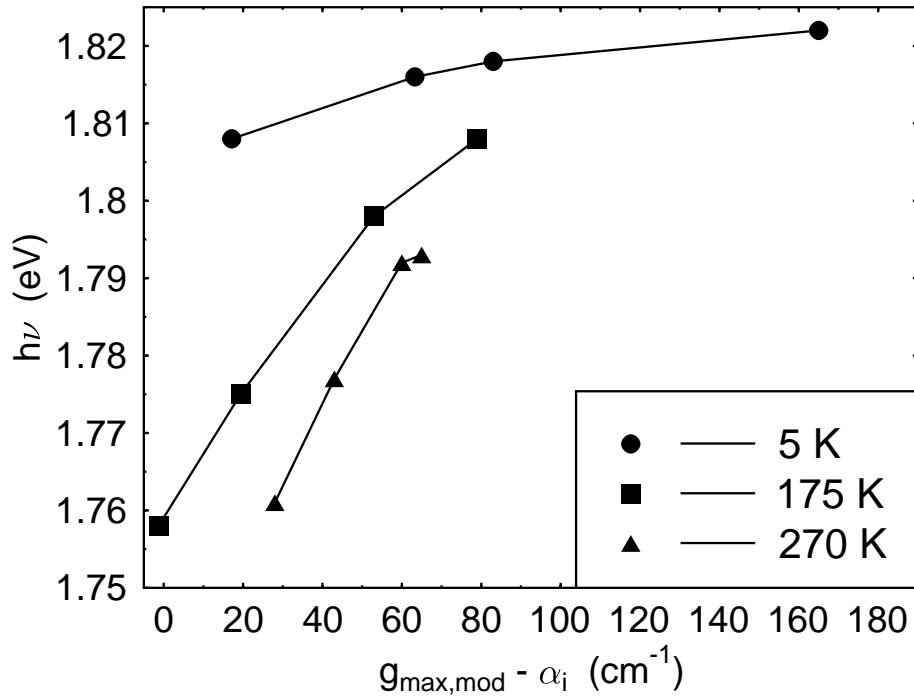


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der spektralen Lage des Verstärkungsmaximums vom Maximalwert der optischen Verstärkung für unterschiedliche Probertemperaturen.

Verstärkung auf der Niederenergieseite und Absorption auf der Hochenergieseite. Insbesondere würde man das energetische Maximum der optischen Verstärkung unabhängig von der Anregungsdichte bei konstanter Energie  $h\nu$  erwarten [146].

Auf der anderen Seite, bei vollständiger Kopplung aller Quantenpunkte im Ensemble und einem gemeinsamen chemischen Potential, ergibt sich ein Szenario wie in Abbildung 4.7 b). Ein klar definiertes gemeinsames, von der Anregungsdichte abhängiges chemisches Potential lässt sich auf der Hochenergieseite der Spektren beim Schneiden der  $\alpha_i$ -Linie ablesen - eine entsprechende Blauverschiebung zeigen die Maxima der Verstärkungsspektren.

Die von uns gemessenen Spektren der optischen Verstärkung scheinen zwischen diesen beiden Szenarien angesiedelt. Auf der einen Seite beobachten wir gleichzeitig Verstärkung auf der Niederenergie- und Absorption auf der Hochenergieseite - ein Argument für Kopplung. Hinge-

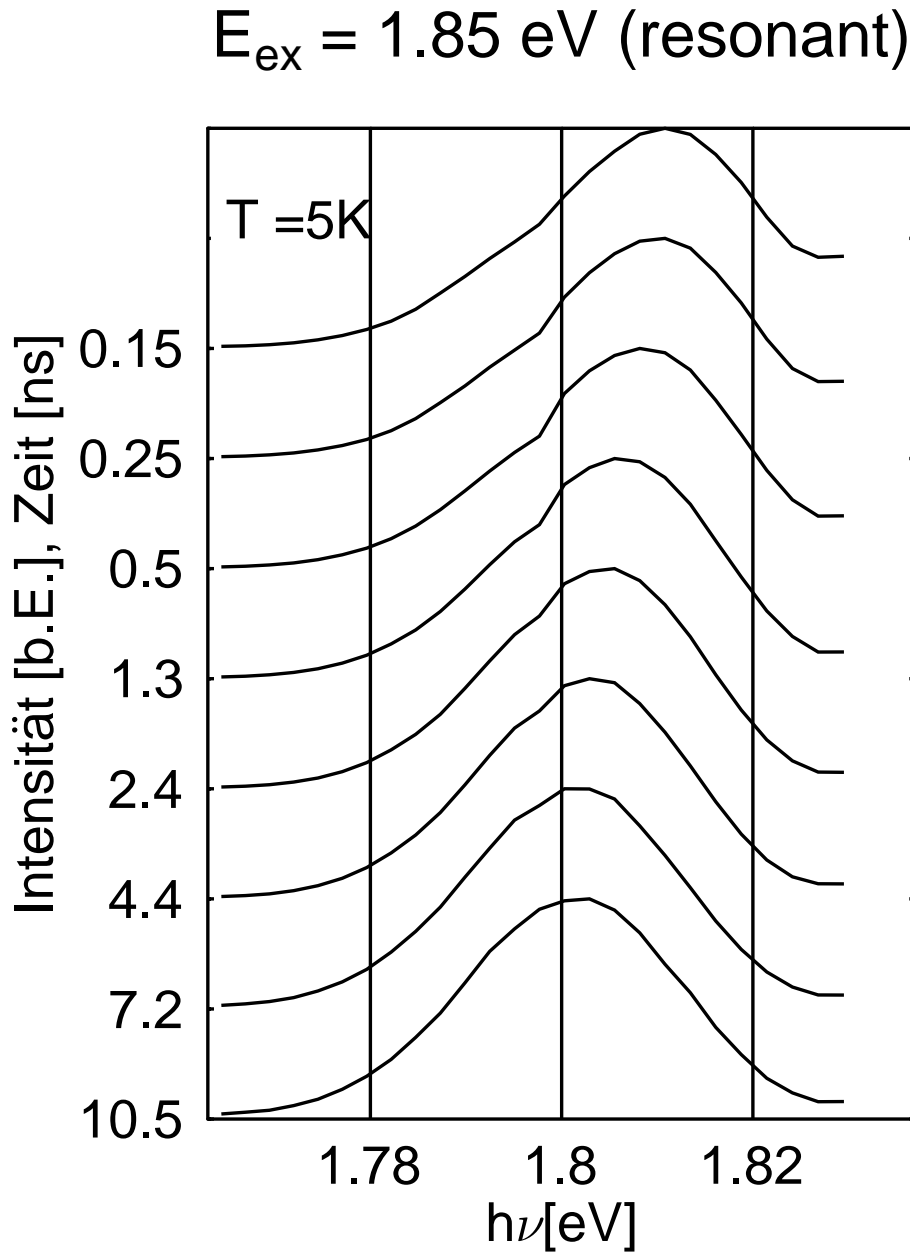


Abbildung 4.9: Zeitaufgelöste Spektren an der Quantenpunktprobe mit hoher Quantenpunktdichte [145]. Der besseren Übersichtlichkeit wegen wurden die Spektren auf eins normiert und vertikal entsprechend der seit der Anregung vergangenen Zeit (linke Achse) verschoben. Die Anregung erfolgte energetisch unterhalb der Bandkante der Benetzungsschicht (1.9 eV) bei  $E_{\text{ex}} = 1.85 \text{ eV}$ .

gen liefert eine Betrachtung der Hochenergieflanke bei der Bestimmung eines gemeinsamen chemischen Potentials Temperaturen zwischen 80 K und 180 K - die Probentemperatur beträgt aber 5 K und eine Erwärmung der Probe durch die gepulste optische Anregung im Tastverhältnis 1:1600 schließen wir aus. Ein "Aufweichen" der Hochenergieflanke durch Streulicht ist denkbar und wurde auch schon beobachtet [147]. Was allerdings gegen eine Kopplung der Quantenpunkte bei 5 K im Sinne von Abbildung 4.7 b) spricht ist die geringe Blauverschiebung des Verstärkungsmaximums mit der Anregungsdichte. Bei höheren Temperaturen, bei denen die Quantenpunkte über die Benetzungsschicht thermisch gekoppelt sind, beobachtet man eine solche sehr deutlich (Abb. 4.8).

Ein Ansatz zur Erklärung unserer Beobachtungen bei 5 K wäre eine *teilweise* Kopplung der Quantenpunkte selbst bei tiefen Temperaturen durch den Tunneleffekt (s. Abschnitt 3.2.2). *Teilweise* bedeutet in diesem Fall eine Kopplung von eng benachbarten Gruppen von Quantenpunkten, ohne daß alle Quantenpunkte untereinander gekoppelt sind. Aufgrund der hohen Quantenpunktfächendichte sind Abstände zwischen Quantenpunkten von deutlich weniger als 10 nm möglich und wurden auch in TEM-Untersuchungen an vergleichbaren Proben beobachtet [94]. Die Annahme einer bei 5 K teilweisen Kopplung der Quantenpunkte wird durch zeitaufgelöste Messungen an dieser Probe bei 5 K gestützt (Abbildung 4.9). Wie man deutlich erkennt, zeigt das Photolumineszenzspektrum der Quantenpunkte mit zunehmender Zeit nach der optischen Anregung eine Rotverschiebung um etwa 10 meV. Entsprechend mißt man auf der Hochenergieseite bei 1.825 eV eine Zerfallszeit von 500 ps während man bei 1.8 eV eine Zerfallszeit von 700 ps beobachtet. Analoge Messungen an lateral ungekoppelten Quantenpunkten liefern annähernd konstante Zerfallszeiten über das gesamte Spektrum [108]. Unsere Beobachtungen können durch einen Ladungsträgertransfer von kleineren in größere Quantenpunkte erklärt werden, welcher damit neben der intrinsischen strahlenden Rekombination einen zusätzlichen Ladungsträger-Verlustkanal für kleinere Quantenpunkte darstellen würde.

In Abbildung 4.10 ist das Sättigungsverhalten der optischen Verstärkung der untersuchten Probe dargestellt. Sättigung spielt bei

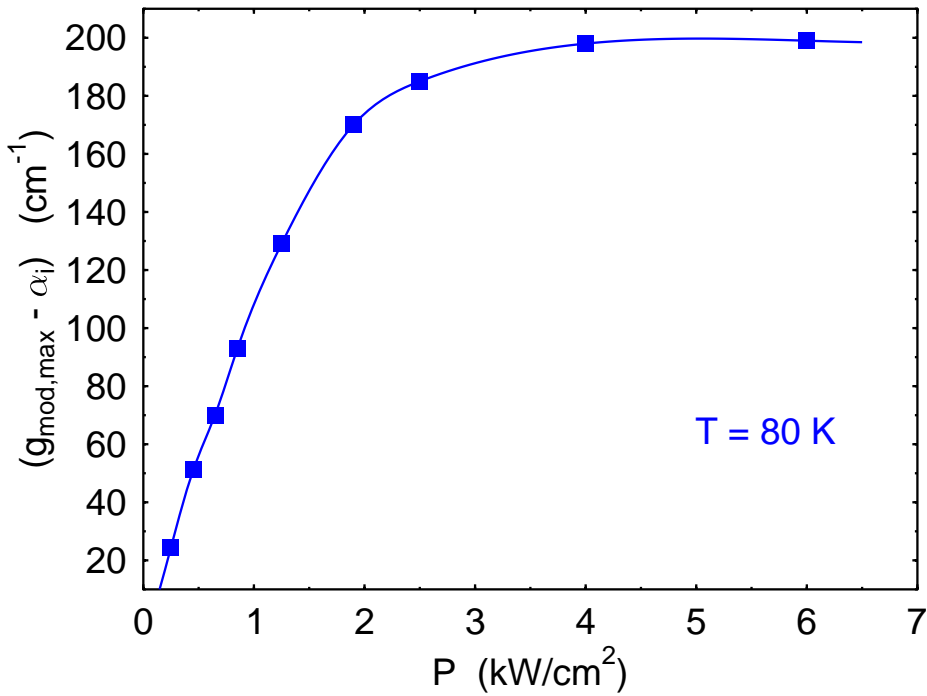


Abbildung 4.10: Maximale optische Verstärkung über Anregungsdichte bei 80 K. Eine Sättigung tritt erst jenseits von 2 kW/cm<sup>2</sup> auf.

Einfachschichten mit sehr hoher Quantenpunktdichte für typische kantenemittierende Laser ( $L > 200 \mu\text{m} \rightarrow \alpha_m < 60 \text{ cm}^{-1}$ ) offenbar keine Rolle und sollte für den Betrieb nicht limitierend wirken. Eine Sättigung tritt erst jenseits von 2 kW/cm<sup>2</sup> auf. Nach Gl.4.5 erhält man  $g_{\text{net,sat}} \approx 200 \text{ cm}^{-1}$  für folgende, für die untersuchte Probe typische, Parameter:  $\tau_{\text{sp}} = 700 \text{ ps}$ ,  $\Gamma_0 = 30 \text{ meV}$ ,  $\Gamma = 3.4 \%$ ,  $v_{\text{gr}} = 9.2 \cdot 10^7 \text{ m/s}$ ,  $\hbar\omega \approx 1.8 \text{ eV}$ ,  $N_d = 8 - 10 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  und  $\langle h \rangle \approx 3 - 4 \text{ nm}$ .

Wie eingangs diskutiert müssen sich Quantenpunktlaser unter anderem an der Temperaturabhängigkeit ihrer Lasereigenschaften messen lassen. Wir werden darauf im nächsten Kapitel noch ausführlich zu sprechen kommen. Die Messungen der optischen Verstärkung erlauben aber eine Vorhersage des Verhaltens der Schwellstromdichte bei ansteigender Temperatur. In Abbildung 4.11 wurde die optische Verstärkung temperaturabhängig untersucht, und zwar unter der Nebenbedingung, eine konstante Nettoverstärkung  $g_{\text{mod,max}} - \alpha_i = 30 \text{ cm}^{-1}$  zu erreichen. Dies würde

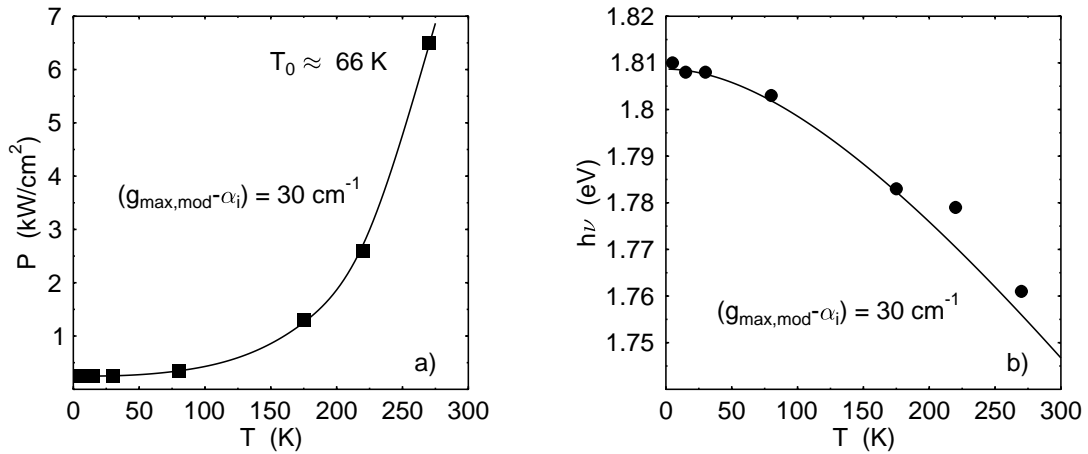


Abbildung 4.11: Temperaturabhängigkeit der Anregungsdichte (a), die notwendig ist, um ein Maximum der Nettoverstärkung von  $30 \text{ cm}^{-1}$  zu erreichen und der energetischen Lage des zugehörigen Verstärkungsmaximums (b). In b) ist der Verlauf der Grundzustandsenergie aus der Varshni-Beziehung als Linie eingezeichnet.

ausreichen, um die Spiegelverluste eines  $400 \mu\text{m}$  langen Lasers auszugleichen und seine Schwellbedingung zu erfüllen. Die dazu notwendige optische Anregungsdichte ist in Abbildung 4.11 a) gegen die Temperatur aufgetragen. Unterhalb von etwa 100 K zeigt sich eine verschwindende Temperaturabhängigkeit der Anregungsdichte, gerade so wie wir das für Quantenpunktlaser erwarten würden. Zu höheren Temperaturen hin finden wir einen starken thermisch aktivierten Anstieg. In elektrisch betriebenen Lasern entspricht die optische Anregungsdichte dann der elektrischen Stromdichte. Die Ursachen dieser Temperaturabhängigkeit werden wir im nächsten Kapitel diskutieren. Wir können aber schon jetzt die charakteristische Temperatur  $T_0$  nahe Raumtemperatur zu 66 K abschätzen.  $T_0$  ist ein phänomenologischer Parameter, der eingeführt wird, um die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte von Halbleiterlasern nahe  $T^*$  miteinander zu vergleichen:

$$j_{\text{thr}}(T) = j_{\text{thr}}(T^*) \exp\left(\frac{T - T^*}{T_0}\right) \quad (4.10)$$

In Abbildung 4.11 b) ist die energetische Lage des Maximums der

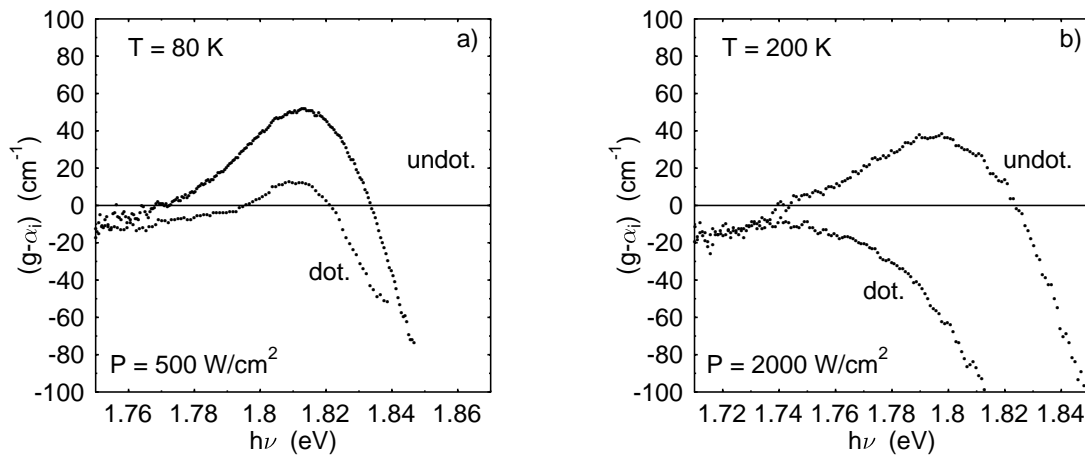


Abbildung 4.12: Vergleich der optischen Verstärkung einer undotierten und einer dotierten Quantenpunktlaser-Probe bei 80 K a) und 200 K b). Die Proben wurden unter sonst gleichen Bedingungen hergestellt und untersucht.

optischen Verstärkung über der Temperatur dargestellt. Im wesentlichen folgt diese der spontanen Emission und der Varshni-Beziehung.

Es ist noch wichtig anzumerken, daß die Dotierung einen nicht unerheblichen Einfluß auf die Verstärkungseigenschaften haben kann. Gerade bei den in der MBE hergestellten Proben scheint diese Problematik von Bedeutung [65]. Offensichtlich wirken sich hier die niedrigen Wachstumstemperaturen negativ auf die Morphologie der dotierten AlInP Mantelschichten aus, was natürlich auch zu einer verminderten Kristallqualität des GaInP-Wellenleiters und letztlich der Quantenpunkte führt. Sehr eindrucksvoll läßt sich das in Abbildung 4.12 demonstrieren. Zunächst fällt auf, daß beide Laserstrukturen etwa gleiche intrinsische Verluste  $\alpha_i$  aufweisen. Bei 80 K (Abb. 4.12 a)) zeigt die nominell undotierte Struktur bereits eine deutlich höhere optische Verstärkung als der dotierte Laser bei gleicher optischer Anregungsdichte. Bei 200 K (Abb. 4.12 b)) wirkt sich offenbar die schlechtere Materialqualität und damit einhergehende nichtstrahlende Verluste noch stärker zu Ungunsten der dotierten Laserstruktur aus. Eine detaillierte Diskussion der Dotier-Problematik beim MBE-Wachstum von AlInP kann man in der Dissertation von Markus Zundel [65] nachlesen, wo eine



Verschlechterung der Materialqualität schon bei der n-Dotierung des AlInP mit Si beobachtet wird, was sich natürlich in der anschließend aufgewachsenen aktiven Zone fortsetzt. Auf der eben vorgestellten undotierten Laserstruktur basiert der erste optisch gepumpte InP/GaInP Quantenpunktlaser [148]. Unglücklicherweise waren die elektrischen Eigenschaften der dotierten Einfachschicht sehr mangelhaft, so daß die Laserdioden noch vor Erreichen der Laserschwelle durch elektrischen Durchbruch zerstört wurden.

### **Gestapelte Quantenpunkte**

Der erste überhaupt realisierte, elektrisch betriebene InP/GaInP Quantenpunktlaser hatte gestapelte Quantenpunkte als aktives Medium [25, 149]. Die Verstärkungseigenschaften einer Struktur mit einer Dreifachschicht sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Aufgrund der vertikalen Kopplung der Quantenpunkte findet man im Vergleich zur Einfachschicht das Verstärkungsmaximum bei niedrigeren Energien (s. Abschnitt 3.4.1). Ebenfalls eingezeichnet sind die Spiegelverluste  $\alpha_m$  eines 500  $\mu\text{m}$  langen Lasers und seine Emissionslinie direkt an der Schwelle. Aus der Messung der optischen Verstärkung würde man eine Schwelle von etwa 0.8 kW/cm<sup>2</sup> vorhersagen was sich bei einer Photonenenergie des Nd:YAG-Lasers von 2.33 eV in eine Schwellstromdichte von 343 A/cm<sup>2</sup> umrechnen läßt. Tatsächlich mißt man als Schwellstromdichte 310 A/cm<sup>2</sup> was im Rahmen der Unsicherheit bei der Abschätzung der im Wellenleiter absorbierten optischen Pumpleistung eine hervorragende Übereinstimmung liefert.

Abbildung 4.14 zeigt die maximale Nettoverstärkung des Dreierstapels über der Anregungsdichte. Ein ausgeprägtes Sättigungsverhalten ist im Bereich der verwendeten Anregungsdichte nicht erkennbar. Leider machten es die in Abschnitt 4.2.3 angesprochenen Lochbrenneffekte unmöglich, zu noch höheren Werten der optischen Verstärkung zu messen.

Theoretisch würde man verglichen mit der Einfachschicht beim Dreierstapel einen etwa dreimal größeren Füllfaktor (s. Abschnitt 2.2)

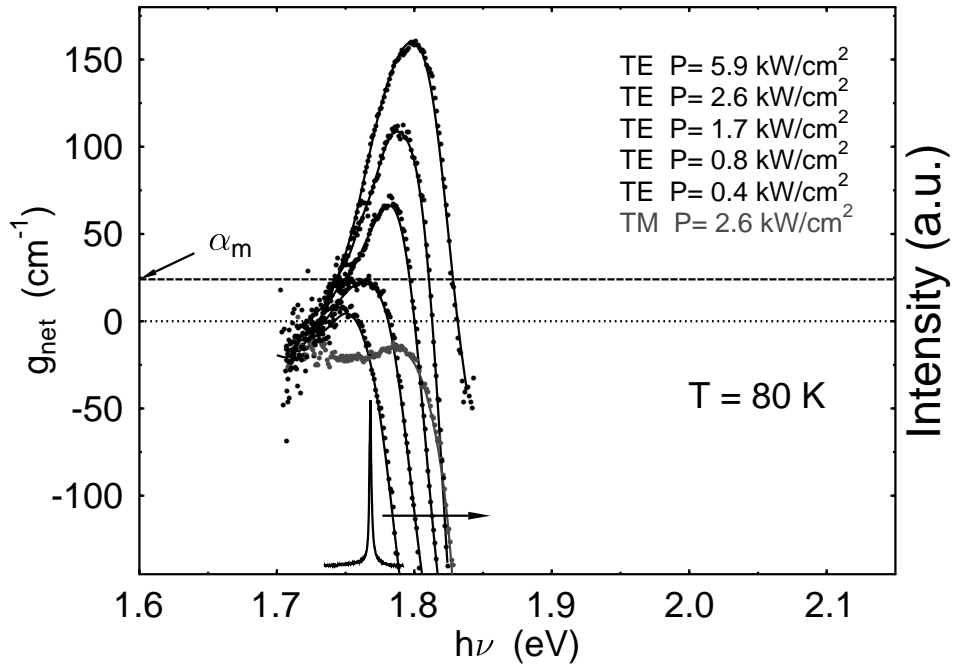


Abbildung 4.13: *Optische Verstärkung einer Laserstruktur mit drei gekoppelten InP/GaInP Quantenpunktschichten. Gut erkennbar ist die Unterdrückung der Verstärkung in TM-Polarisation. Die Spiegelverluste  $\alpha_m$  und die Emissionslinie eines 500  $\mu\text{m}$  langen elektrisch betriebenen Lasers aus diesem Material sind ebenfalls eingetragen.*

und damit nach Gl. 4.5 auch eine Verdreifachung der optischen Verstärkung bei gleichem  $(2f_{c,i} - 1)$  erwarten (bei sonst gleichen Parametern). Um allerdings bei der Dreifachschicht den gleichen Besetzungsgrad zu erreichen, benötigt man die dreifache Anzahl an Ladungsträgern ( $\rightarrow P_{ex}$  oder  $j$ ). Weshalb man nach Gl. 4.5 keinen Unterschied in der Steigung  $dg/dP_{ex}$  vorhersagen würde. Im Rahmen der Meßgenauigkeit trifft dies auch zu (Abb. 4.14) - wenn man nur die dotierten Strukturen betrachtet. Die erwartete höhere Transparenzdichte (bei:  $g_{\text{mod,max}} - \alpha_i = 0$ ) beim Dreierstapel läßt sich allerdings nicht ausmachen. Jenseits von etwa  $2 \text{ kW/cm}^2$  ändert sich  $dg/dP_{ex}$ , was auf eine zunehmende Besetzung eines angeregten Zustands hinweist. In der Photolumineszenz läßt sich dieser (QD\*) bei hohen Anregungsdichten als Schulter beobachten (Abb. 4.15). Berücksichtigt man die Größe der

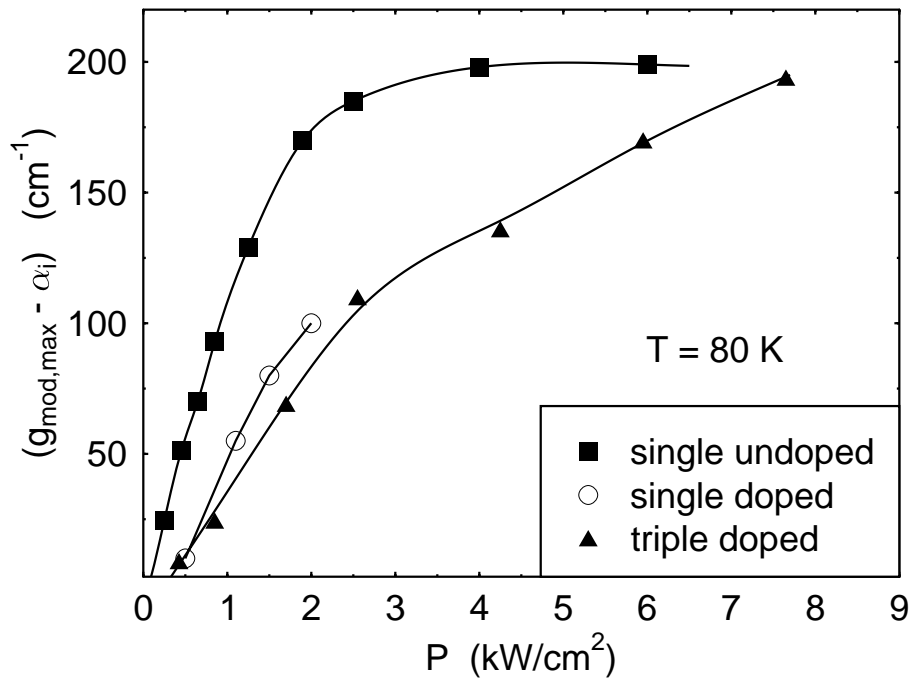


Abbildung 4.14: Maximum der Nettoverstärkung über der Anregungsdichte des Dreierstapels im Vergleich zu den Lasern mit Einfachschichten.

Quantenpunkte würde man einen solchen angeregten Zustand zunächst nicht (s. Abschnitt 3.1.2) erwarten. Allerdings darf man nicht vergessen, daß wir es hier mit Quantenpunktstapeln zu tun haben, deren elektronische Struktur sich durchaus - schon aufgrund der vertikalen Kopplung - von der einzelner Quantenpunkte unterscheiden kann. Darüberhinaus geben TEM Untersuchungen sowie Modellrechnungen [150] zu den Verspannungsverhältnissen in gestapelten Quantenpunkten Hinweise darauf, daß im Dreierstapel in Wachstumsrichtung die mittlere Quantenpunktschicht im Vergleich zu den benachbarten Schichten deutlich schwächer kompressiv verspannt ist, was eine energetische Absenkung des Potentials zur Folge hätte. Somit könnte man (QD) in Abb. 4.15 der mittleren Quantenpunktschicht zuordnen und (QD\*) den beiden äußeren Schichten. Eine abschließende Klärung der Verhältnisse auch unter Berücksichtigung der lokalen Verspannung, chemischen Zusammensetzung sowie der exakten Form der gestapelten Quantenpunkte steht aufgrund nur sehr schwer zugänglicher experimenteller mikroskopischer Informationen allerdings noch aus.

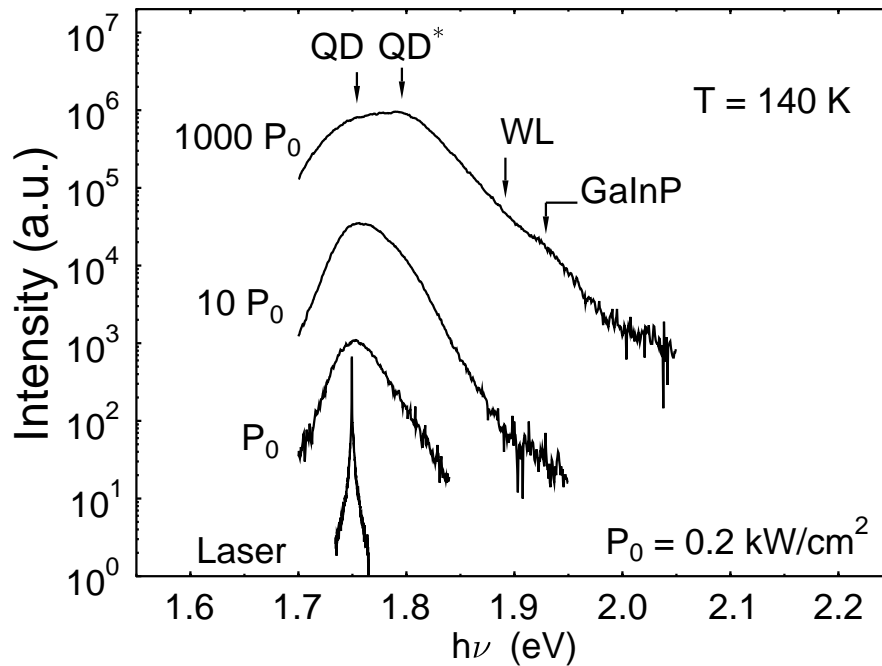


Abbildung 4.15: *Laseremission im Grundzustand (QD) der gestapelten Quantenpunkte.*

Für typische Resonatorlängen wiederum ( $g_{net} < 100 \text{ cm}^{-1}$ ) spielt (QD\*) allerdings keine Rolle und die Laseremission des Dreierstapels kann dem Grundzustand zugeordnet werden (Abb. 4.15). Sie ist, wie nach den Messungen der optischen Verstärkung (Abb. 4.13) erwartet, stark TE-polarisiert [129].

Die Temperaturabhängigkeit der Lage des Verstärkungsmaximums und damit der Emissionsenergie eines entsprechenden Lasers zeigt Abbildung 4.16. Die Laseremission folgt der Rotverschiebung des Grundzustandes (helle Linie).

Aus den Messungen der optischen Verstärkung lassen sich auf dem gegenwärtigen Stand der Materialqualität für einen Resonator mit  $400 \text{ } \mu\text{m}$  Länge eine Schwellstromdichte von  $125 \text{ A/cm}^2$  (80K) - für einen  $2 \text{ } \mu\text{m}$ -Rippenwellenleiter wären das ein Schwellstrom von  $1 \text{ mA}$  - vorhersagen. Bei Raumtemperatur schätzen wir aus den Verstärkungsmessungen eine Schwellstromdichte von etwa  $3.5 \text{ kA/cm}^2$  und damit

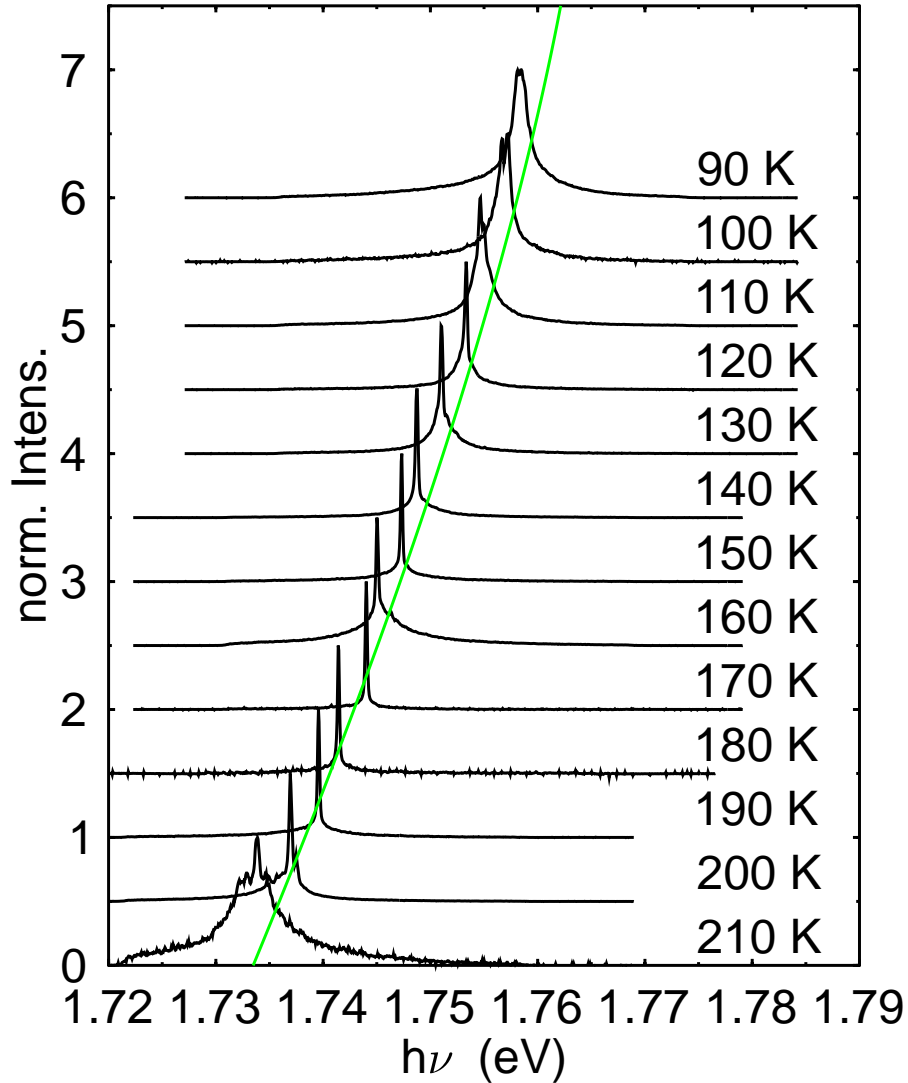


Abbildung 4.16: Temperaturabhängigkeit der Emissionsenergie eines aus dem Dreierstapel hergestellten Lasers mit einer Resonatorlänge von 800  $\mu\text{m}$ . Die Rotverschiebung folgt der Photolumineszenz des Grundzustandes (helle Linie).

einen Schwellstrom von 28 mA für einen 400  $\mu\text{m}$  langen und 2  $\mu\text{m}$  breiten Rippenwellenleiter ab.

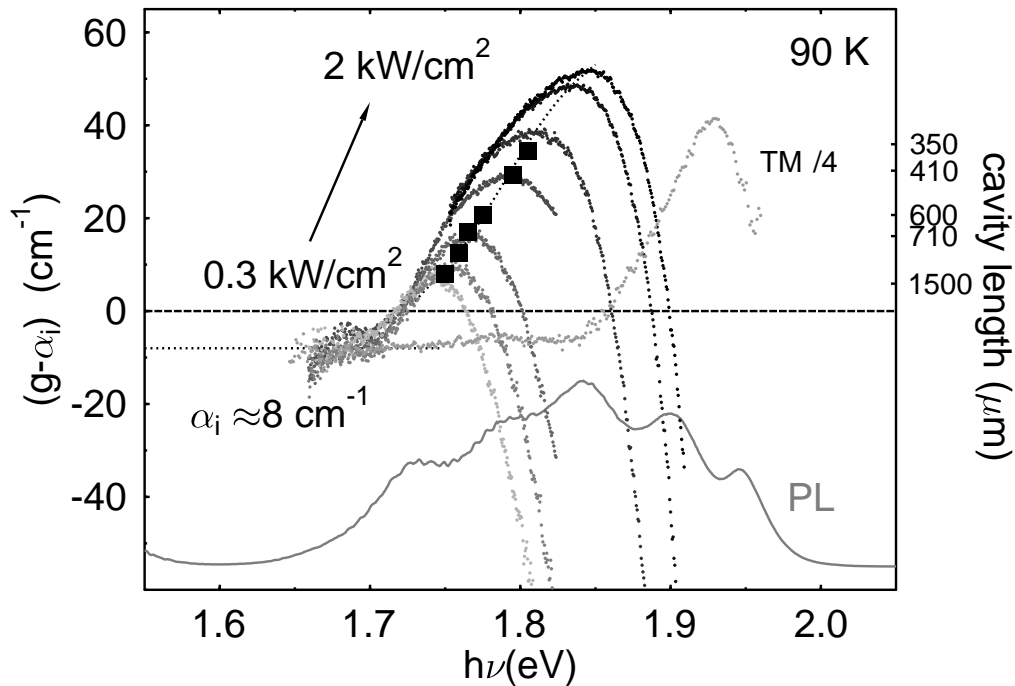


Abbildung 4.17: *Optische Verstärkungseigenschaften einer MOCVD Quantenpunkteinfachschicht (Wellenleiterbreite  $b = 130$  nm). Die Emissionsenergien entsprechender Laser mit unterschiedlichen Auskoppelverlusten ( $\hat{=}$  Resonantortlängen) sind ebenfalls eingezeichnet (■). Zum Vergleich ist eine Photolumineszenzmessung dargestellt. Das Verstärkungsspektrum in TM Polarisierung wurde der besseren Übersichtlichkeit wegen mit einem Faktor 0.25 skaliert (ohne aber  $\alpha_i$  zu verändern).*

### 4.3.2 Laserstrukturen mit geringer Quantenpunktdichte

Im Gegensatz zu den MBE Strukturen mit ihren hohen Quantenpunktdichten  $\xi$  erreicht man bei den Proben aus der MOCVD bestenfalls Bedeckungen von  $1 - 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  oder  $\xi \leq 10 \%$ . Daher erwarten wir - wie bei der Photolumineszenz - einen größeren Einfluß von Sättigungseffekten auf die optische Verstärkung in entsprechenden Laserstrukturen. Zudem sind die Quantenpunkte so groß, daß stets mehrere Gruppen elektronischer Zustände - in der Regel drei (s. Abschnitt 3.4.2) - auftreten.

Abbildung 4.17 stellt die Verstärkungseigenschaften der Quanten-

punkteinfachsichten bei tiefen Temperaturen zusammen. In diesem Beispiel wurde ein Laser mit einer Wellenleiterbreite von 130 nm untersucht, seine intrinsischen Verluste ergeben sich zu etwa  $8 \text{ cm}^{-1}$ . Optische Verstärkung, die sich den Quantenpunkten zuordnen läßt, finden wir auch bei diesen Laserstrukturen nur in TE Polarisation. Bei höheren Anregungsdichten ( $> 2 \text{ kW/cm}^2$ ) zeigt auch der GaInP Wellenleiter optische Verstärkung; diese ist polarisationsunabhängig und läßt sich daher auch in TM beobachten [148] - wir wollen uns damit aber nicht weiter beschäftigen.

Die optische Verstärkung dieser Quantenpunktstruktur ist - im Gegensatz zu den vorherigen Ergebnissen - stark von Sättigung geprägt. Im Grundzustand der Quantenpunkte reicht sie gerade aus, um die intrinsischen Verluste zu kompensieren - deswegen würden wir aufgrund dieser Messungen Grundzustandslasing nur für sehr lange Resonatoren (einige mm) erwarten.

Die Konsequenzen der Verstärkungssättigung auf die Emissionsenergie von elektrisch betriebenen Quantenpunktlasern mit identischer Wellenleitergeometrie lassen sich unmittelbar aus Abbildung 4.17 entnehmen. Mit abnehmender Resonatorlänge (zunehmende Spiegelverluste) findet man eine dem Verstärkungsmaximum entsprechende Blauverschiebung der Emissionsenergie. Die Emission von Lasern mit einer Resonatorlänge  $L = 600 - 1500 \text{ }\mu\text{m}$  läßt sich dem ersten angeregten Zustand (X1) zuordnen, wobei sich der Längste dieser Laser bereits am Übergang zwischen (X1) und (GS) befindet. Laser mit kürzeren Resonatoren ( $L < 400 \text{ }\mu\text{m}$ ) emittieren tendentiell schon aus dem zweiten angeregten Zustand (X2).

Bei der Verwendung eines breiteren Wellenleiters lassen sich die intrinsischen Verluste  $\alpha_i$  auf Kosten des optische Füllfaktors reduzieren. Abbildung 4.18 zeigt die Emissionsenergien einer Laserstruktur mit  $\alpha_i \approx 2 \text{ cm}^{-1}$  bei einer Wellenleiterbreite  $b = 280 \text{ nm}$  im Vergleich zu der eben betrachteten Laserstruktur mit  $\alpha_i \approx 8 \text{ cm}^{-1}$  bei  $b = 130 \text{ nm}$ . Nach Abschnitt 2.2 ändert sich der optische Füllfaktor dabei lediglich um 20 %. Deutlich erkennt man die rotverschobene Emission des verlustärmeren Lasers, die bei zusätzlicher Reduzierung der Spiegelverluste durch Verwendung langer Resonatoren  $L > 1.5 \text{ mm}$  dem Grundzustand der Quantenpunkte zugeschrieben werden kann. Bei kürzeren Resona-

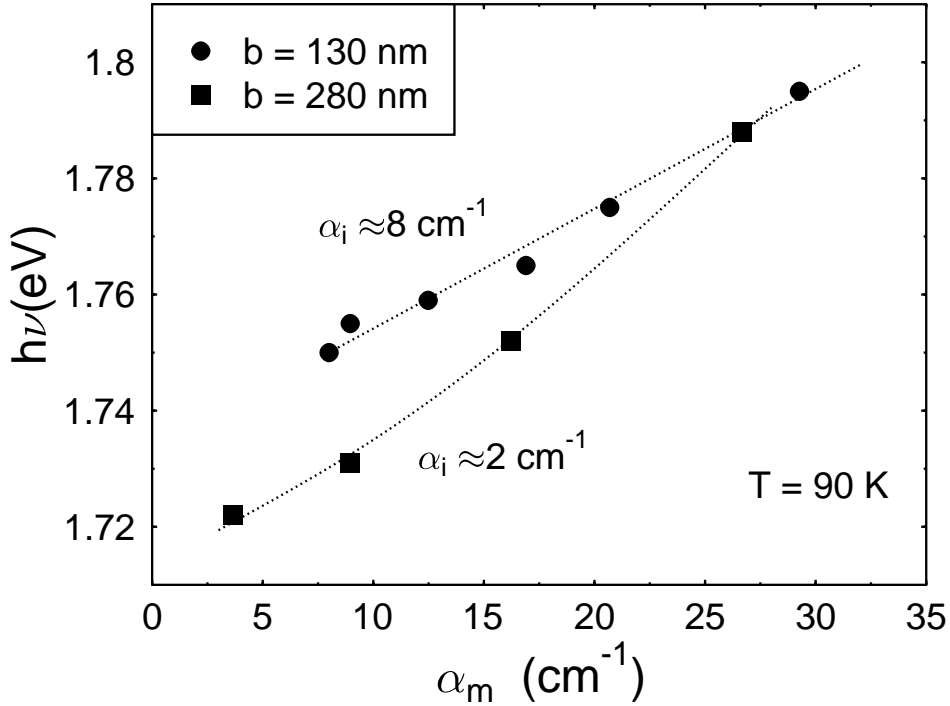


Abbildung 4.18: Emissionsenergien zweier Laser mit unterschiedlicher Wellenleiterbreite  $b$  ( $\rightarrow$  variierte intrinsische Verluste).

toren allerdings wirkt sich der reduzierte optische Füllfaktor und damit eine stärker ausgeprägte Verstärkungssättigung in einer stärkeren Blauverschiebung der Emission aus.

Grundzustandsemission bei diesen Quantenpunktlasern mit Einfachschichten lässt sich demnach nur bei verlustarmen (breiten) Wellenleitern und langen Resonatoren  $L > 1.5$  mm erreichen.

Die Verstärkungssättigung bei den MOCVD Einfachschichten wird besonders deutlich wenn man die spektrale Verschiebung des Verstärkungsmaximums über dem Maximum der Nettoverstärkung im Vergleich zu der Einfachschicht aus der MBE mit ihrer fast eine Größenordnung höheren Quantenpunktfächendichte betrachtet (Abb. 4.19). Während der MBE-Laser im betrachteten Bereich lediglich eine Blauverschiebung von etwa 20 meV zeigt was einer differentiellen Verschiebung  $\Delta E_{\max}/\Delta g$  von 0.3 meV cm entspricht, zeigt sich bei der MOCVD Einzelschicht eine differentielle Verschiebung von 2 meV cm. Ähnliche Sättigungseffekte



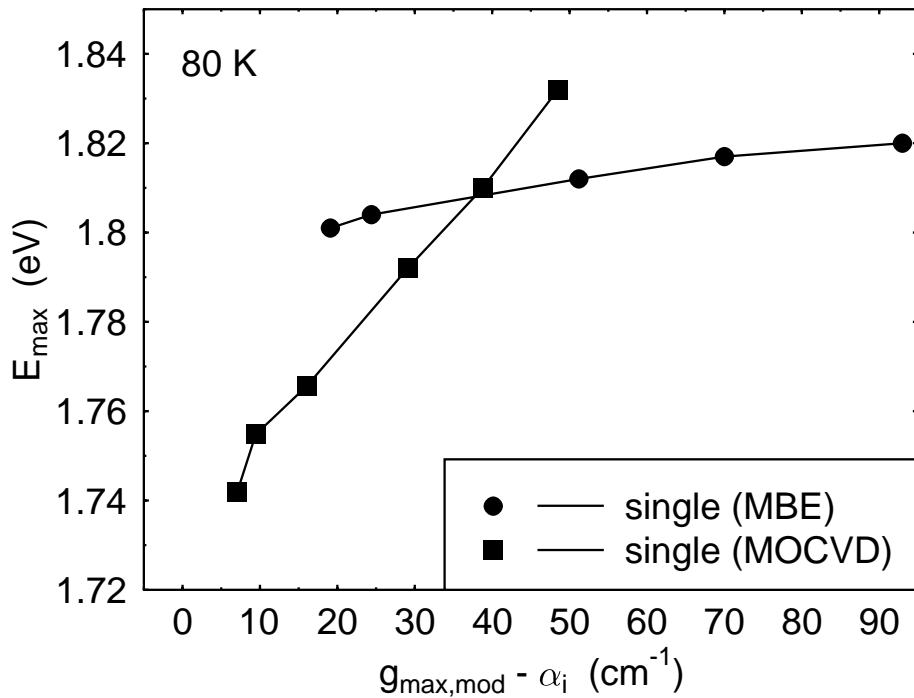


Abbildung 4.19: *Energetische Lage des Verstärkungsmaximums bei gegebener maximaler Nettoverstärkung. Deutlich erkennt man das ausgeprägte Sättigungsverhalten der Einfachschicht mit niedriger Quantenpunktdichte (MOCVD) im Vergleich zu der Einfachschicht aus der MBE mit hoher Quantenpunktflächendichte.*

wurden auch von InGaAs/GaAs-Quantenpunktlasern mit Einfachschichten bei vergleichbaren Quantenpunktdichten berichtet [151].

Die Temperaturabhängigkeit der optischen Verstärkung hält eine weitere Besonderheit parat. Die Rotverschiebung der Übergangsenergien mit steigender Temperatur ließ sich bei den MBE Proben auch in der temperaturabhängigen Verschiebung des Verstärkungsmaximums wiederfinden. Wie man allerdings in Abbildung 4.20 sehr deutlich erkennen kann zeigt das Maximum der optischen Verstärkung (Nebenbedingung:  $g_{\max, \text{net}} = 17 \text{ cm}^{-1}$ ) bei den MOCVD Einfachschichten eine drastische Blauverschiebung mit zunehmender Temperatur. Die Ursache dafür haben wir im Rahmen der theoretischen Diskussion der optischen Verstärkung in Abschnitt 4.1 diskutiert. Dort wurde ein Springen der Emission von einem Zustand zum nächsthöheren angeregten Zustand bei zunehmender Tem-

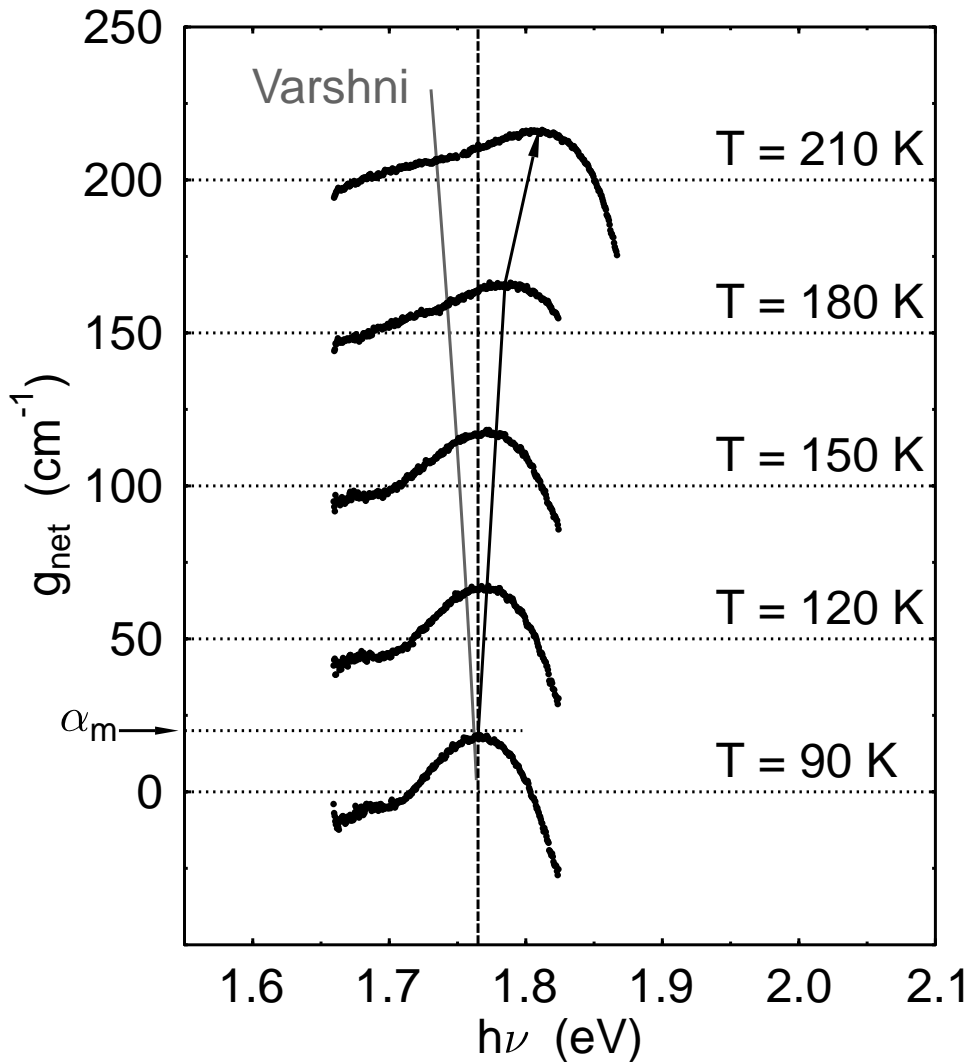


Abbildung 4.20: Energetische Lage des Verstärkungsmaximums in Abhängigkeit von der Proben­temperatur unter der Nebenbedingung  $g_{\text{max},\text{net}} = \alpha_m = 17 \text{ 1/cm}$ , was der Schwellbedingung eines  $700 \text{ }\mu\text{m}$  langen Lasers entspricht.

peratur vorhergesagt, deren Ursache eine zunehmende thermische Population höherer elektronischer Zustände ist. Dies führt zu einer größeren optischen Verstärkung auf angeregten Zuständen noch bevor eine Sättigung der optischen Verstärkung in tieferliegenden Zuständen eingetreten ist. Da wir in unseren Verstärkungsspektren aufgrund von Verbreiterung keine ausgeprägte Niveaustuktur ausmachen können, finden wir

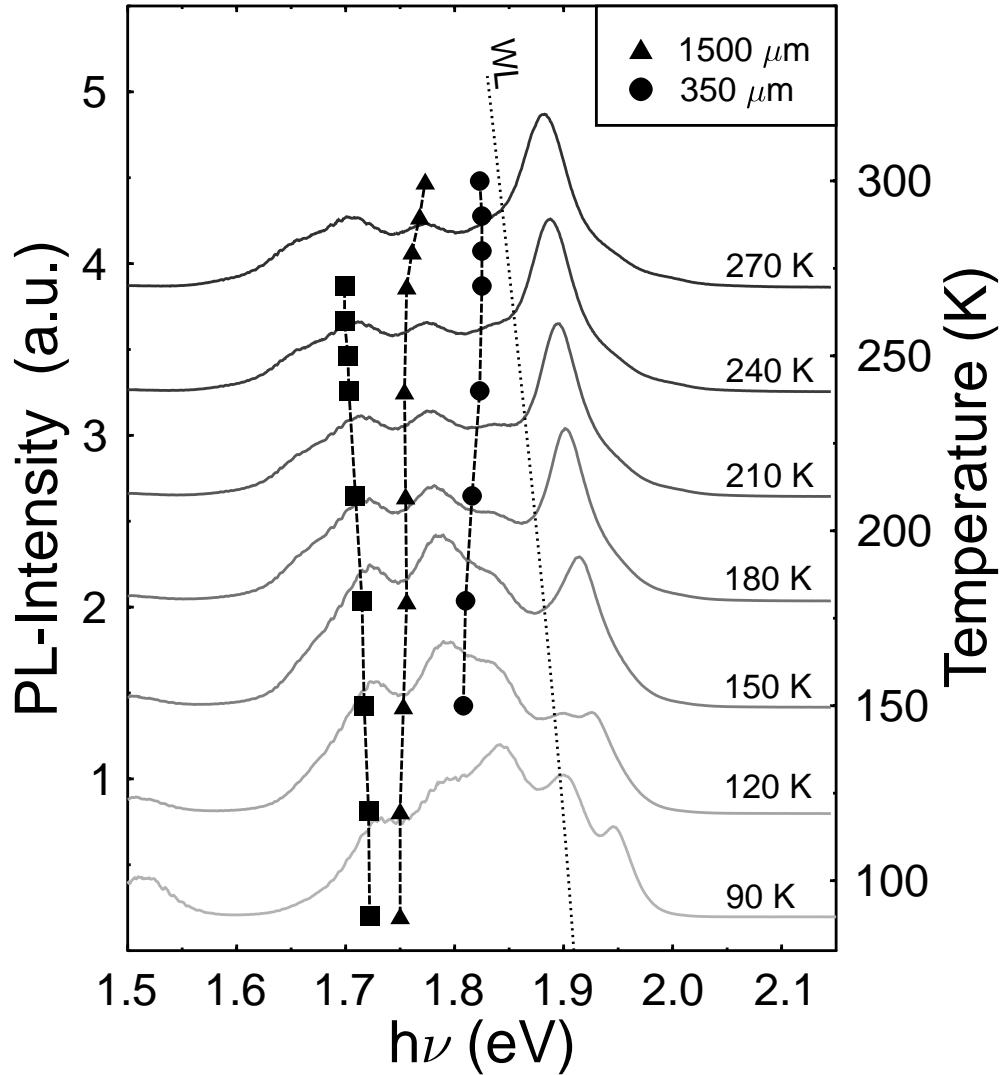


Abbildung 4.21: Temperaturabhängige Linienlage zweier Laser mit unterschiedlicher Resonatorlänge und  $\alpha_i \approx 8 \text{ cm}^{-1}$  im Vergleich zur Photolumineszenz einer Einfachquantenpunktschicht. Die Emissionsenergie eines sehr verlustarmen Lasers ( $L = 3.3 \text{ mm}$ ,  $\alpha_i = 2 \text{ cm}^{-1}$ ) ist durch (■) dargestellt - sie folgt dem Grundzustand.

kein Springen der Laseremission zu höheren Energien sondern eine kontinuierliche Verschiebung - in unserem Beispiel sind das mehr als 30 meV (90 K  $\rightarrow$  210 K).

In Abbildung 4.21 sind die temperaturabhängigen Emissionsenergien

zweier Laser ( $L = 1500 \mu\text{m}$  und  $L = 350 \mu\text{m}$ ,  $b = 130 \text{ nm}$ ) zusammengestellt. Für beide Laser beobachtet man die bereits angesprochene Blauverschiebung der Emission mit steigender Temperatur. Zugleich ist die Rotverschiebung der Emission aus der Benetzungsschicht (WL) eingetragen, deren Signal bei höheren Temperaturen aufgrund von Verbreiterung spektral nicht mehr von dem der GaInP Barriere unterschieden werden kann. Die Laseremission nähert sich energetisch der Benetzungsschicht. Die Laseraktivität des kurzen Lasers ( $350 \mu\text{m}$ ) kann bei 300 K der Benetzungsschicht zugeordnet werden. Die Emission des äußerst verlustarmen Lasers ( $L = 3.3 \text{ mm}$ ,  $b = 280 \text{ nm}$ ,  $\alpha_i \approx 2 \text{ cm}^{-1}$ ) kommt bei niedrigen Temperaturen aus dem Grundzustand und zeigt im Gegensatz zu den beiden anderen eine Rotverschiebung der Emission mit zunehmender Temperatur. Dies bestätigt auf experimentelle Weise die theoretischen Ausführungen in Abschnitt 4.1 (Abb. 4.3) sehr schön. Es sei noch angemerkt, daß eine Aufheizung der Proben aufgrund des gepulsten Betriebs ausgeschlossen werden kann (s. Abschnitt 5.2).

Eine Zusammenstellung der energetischen Lage der Laseremission für InP/GaInP Quantenpunktlaser findet sich in Abbildung 4.22. Wie bereits vorher ausgeführt, folgt die Emission der MBE Laser mit hoher Quantenpunktlächendichte der Grundzustandsphotolumineszenz. Wie inzwischen gezeigt werden konnte gilt dies bis hin zu Raumtemperatur für Resonatoren zwischen 0.5 mm und 2 mm Länge [152]. Im Gegensatz dazu findet man üblicherweise eine Blauverschiebung bei den MOCVD- Einfachquantenpunktschichten aufgrund von Verstärkungssättigung. Wie in Abbildung 4.22 auch zu sehen ist, läßt sich hier Abhilfe durch die Verwendung von gestapelten Quantenpunkten schaffen - im konkreten Fall handelt es sich um eine Dreifachquantenpunktschicht. Dieser Laser zeigt eine Rotverschiebung der Emission mit zunehmender Temperatur, wenngleich auch weniger stark als die Photolumineszenz oder der MBE Laser. Das heißt, in diesem Fall ist die Sättigung zwar gemindert aber nicht völlig beseitigt. Leider stellt das Wachstum von mehr als drei gestapelten Quantenpunktschichten im Augenblick noch ein großes Problem für die Epitaxie dar, so daß eine Untersuchung von InP/GaInP Quantenpunktlasern mit 4 oder mehr Schichten noch aussteht.

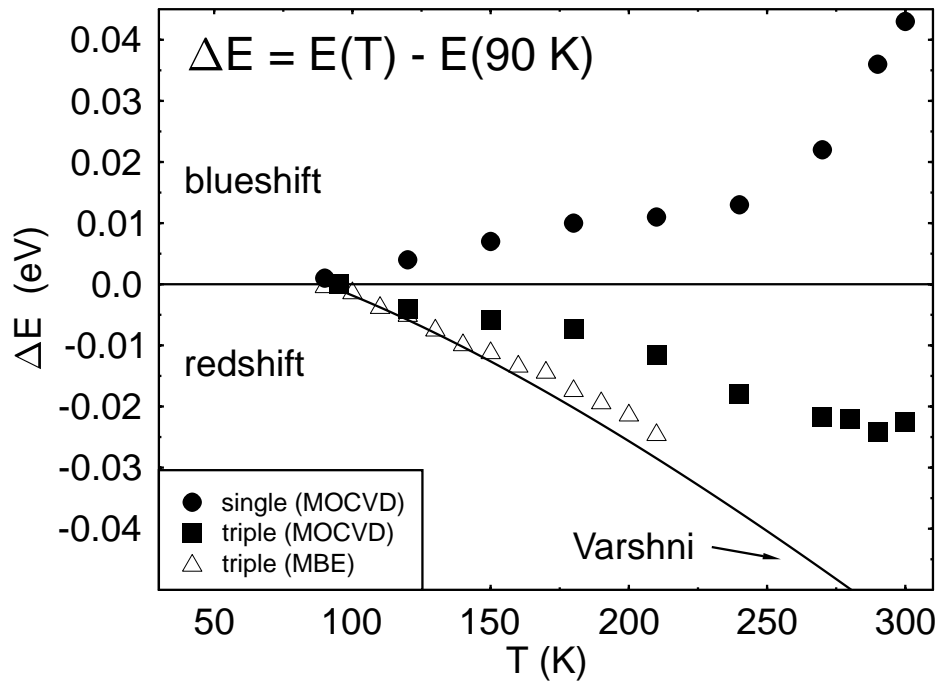


Abbildung 4.22: Temperaturabhängige Verschiebung der Laseremission bei unterschiedlichen Füllfaktoren für Laser mit vergleichbaren Resonatorlängen (820 – 940  $\mu\text{m}$ ).

## 4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die optische Verstärkung der InP/GaInP Quantenpunktlaser theoretisch und experimentell behandelt. Als Schlüsselparameter haben sich die inhomogene Verbreiterung und vor allem die Flächendichte der Quantenpunkte herausgestellt. Die MBE und MOCVD Laser unterscheiden sich in erster Linie in ihrer Flächendichte. Daher finden wir bei den MBE Lasern mit ihrer hohen Flächendichte selbst bei Einfachschichten keine für typische Resonatorlängen ( $L > 200 \mu\text{m}$ ) limitierende Verstärkungssättigung und somit eine Laseremission aus dem Quantenpunktgrundzustand, auch mit zunehmender Temperatur. Die maximale Materialverstärkung liegt bei  $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ .

Für die Quantenpunktlaser aus der MOCVD mit vergleichsweise niedrigen Flächendichten findet man nur für Laser mit ausgesprochen geringen optischen Verlusten (lange Resonatoren und geringe interne Ver-

luste) Emission aus dem Grundzustand. Andernfalls läßt sich die Lasertätigkeit angeregten Zuständen zuordnen und man findet mit zunehmender Temperatur eine Blauverschiebung der Emission aufgrund von Verstärkungssättigung und thermischer Besetzung höherer angeregter Zustände. Abhilfe kann hier ansatzweise eine Erhöhung des optischen Füllfaktors durch die Verwendung gestapelter Quantenpunkte bringen.

# Kapitel 5

## Schwelle und Quantenausbeute der Quantenpunktlaser

Schwellstromdichte und Quantenausbeute sind die zentralen Güteparameter für Halbleiterlaser. Gerade was die Schwellstromdichte betrifft erwartet man von Quantenpunktlasern deutliche Verbesserungen gegenüber Quantenfilmlasern. Neben den Absolutwerten von Schwellstromdichte und Quantenausbeute interessiert vor allem deren Temperaturabhängigkeit nicht zuletzt natürlich auch wieder im Vergleich zu etablierten GaInP/AlGaInP Quantenfilmlasern.

In diesem Kapitel werden wir diese Fragestellungen sowohl theoretisch als auch experimentell untersuchen und schließlich eine kritisch vergleichende Momentaufnahme unserer InP/GaInP Quantenpunktlaser darlegen.

### 5.1 Theorie der Quantenpunktlaser

Ein Zugang zum Verständnis der Schwellstromeigenschaften eines Halbleiterlasers führt über die gekoppelten Ratengleichungen für die Ladungs-

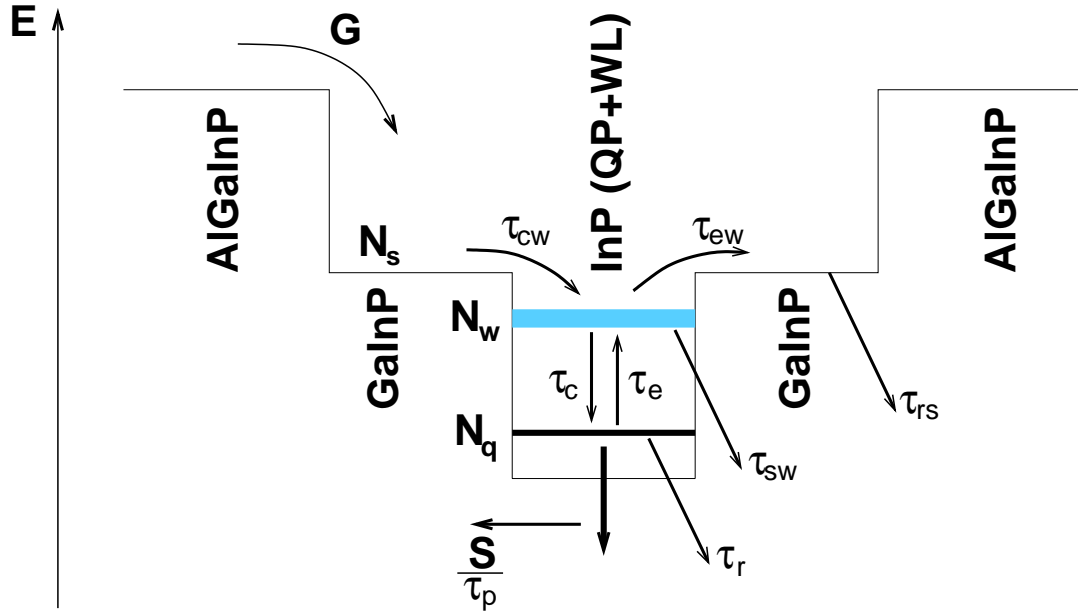


Abbildung 5.1: *Energieschema der Quantenpunktlaserstruktur und der betrachteten Relaxations- und Rekombinationsprozesse.*

träger und die Photonen.

Abbildung 5.1 zeigt das unseren Betrachtungen zugrundeliegende Energieschema der aktiven Zone eines Quantenpunktlasers. Die vertikale Achse gibt dabei die Bandlückenenergie des jeweiligen Materials an. Wir behandeln Elektronen und Löcher gleichzeitig und gehen stets von Ladungsneutralität aus. Die Laserstruktur wird über die dotierten AlGaInP Mantelschichten elektrisch mit einer Stromdichte  $j$  gepumpt. Diese entspricht im Idealfall (ohne Leckströme) einer Ladungsträger-Generationsrate  $G = jwL/q$  im Wellenleiter. Die Ladungsträger im Wellenleiter ( $N_s$ ) werden mit einer Einfangszeit  $\tau_{cw}$  in die Benetzungsschicht eingefangen oder rekombinieren ( $\tau_{rs}$ ). Umgekehrt werden Ladungsträger aus der Benetzungsschicht ( $N_w$ ) thermisch in den Wellenleiter emittiert ( $\tau_{ew}$ ). Dem Ladungsträgereinfang in die Quantenpunkte ( $\tau_c$ ) steht die Emission in die Benetzungsschicht gegenüber ( $\tau_e$ ). Die spontane Rekombination in der Benetzungsschicht und in den Quantenpunkten wird durch die Lebensdauern  $\tau_{sw}$  bzw.  $\tau_r$  bestimmt. Die Besetzung in den Quantenpunkten ist  $N_q$ .  $S$  entspricht der Photonenzahl im Resonator mit zugehöriger Photonenlebensdauer  $\tau_p$  - sie wird durch die gesamten optischen Verluste bestimmt  $\tau_p = 1/(v_g\alpha)$ . In diesem Modell



wird nur das am Laserprozess beteiligte Quantenpunktniveau betrachtet, darüberliegende angeregte Zustände bleiben der Einfachheit halber unberücksichtigt. Für das Temperaturverhalten, d.h. die thermische Emission von Ladungsträgern aus dem lasenden Quantenpunktniveau, sollten die darüberliegenden angeregten Quantenpunktzustände aufgrund ihrer geringen Zustandsdichte im Vergleich zur Benetzungsschicht erst in zweiter Linie von Belang sein.

Die zugehörigen Ratengleichungen für die Ladungsträger und die Photonen lauten damit folgendermaßen:

$$\frac{dN_s}{dt} = G - \frac{N_s}{\tau_{cw}} - \frac{N_s}{\tau_{rs}} + \frac{N_w}{\tau_{ew}}, \quad (5.1)$$

$$\frac{dN_w}{dt} = \frac{N_s}{\tau_{cw}} + \frac{N_q}{\tau_e} - \frac{N_w}{\tau_{sw}} - \frac{N_w}{\tau_{ew}} - \frac{N_w}{\tau_c}, \quad (5.2)$$

$$\frac{dN_q}{dt} = \frac{N_w}{\tau_c} - \frac{N_q}{\tau_r} - \frac{N_q}{\tau_e} - A \cdot (N_q - N_{tr})S, \quad (5.3)$$

$$\frac{dS}{dt} = A \cdot (N_q - N_{tr})S - \frac{S}{\tau_p} + \beta \frac{N_q}{\tau_{sp}}. \quad (5.4)$$

Dabei resultiert  $A$  aus einer Linearisierung der optischen Verstärkung bezüglich der Besetzung (s. Kapitel 4) und  $N_{tr}$  ist die Besetzung des Quantenpunktniveaus bei Transparenz.  $\tau_{sp}$  ist die spontane strahlende Lebensdauer des Quantenpunktzustandes und  $\beta$  ein Faktor, der den Bruchteil der spontanen Emission in die betrachtete Photonenmode angibt. Es ist noch zu beachten, daß ein Quantenpunktzustand entsprechend seiner Multiplizität  $G_d$  nur mit maximal  $2 \cdot G_d$  Ladungsträgern besetzt werden kann (*Pauli-Blockade*). Ein zunehmender Besetzungsgrad in einem Niveau behindert die Relaxation weiterer Ladungsträger in diesen Zustand, was  $\tau_c$  von  $N_q$  abhängig macht [16]:

$$\tau_c = \frac{\tau_0}{1 - \frac{N_q}{2G_d N_d w L}}, \quad (5.5)$$

wobei  $N_d$  die Flächendichte der Quantenpunkte angibt.  $w$  ist die Breite des Resonators und  $L$  seine Länge.  $\tau_0$  ist die intrinsische Einfangszeit des leeren Quantenpunkts.

Im stationären Fall verschwinden die Zeitableitungen in Gln. 5.2- 5.4 und wir können das System zur Bestimmung der Schwellstromdichte  $j_{thr} = G(N_{thr})q/(wL)$  lösen:

$$j_{thr} = \frac{N_{thr}q}{\tau_r w L} \left( 1 + \frac{\tau_{cw}}{\tau_{rs}} + \frac{\tau_0}{\tilde{\tau}} + \frac{\tau_0}{\tau_e} \frac{\tau_r}{\tilde{\tau}} \right), \quad (5.6)$$

dabei ist  $N_{thr}$  die Besetzung der Quantenpunkte an der Laserschwelle (bei Vernachlässigung der spontanen Emission -  $\beta = 0$ ):

$$A \cdot (N_{thr} - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_p} = 0. \quad (5.7)$$

Darüberhinaus haben wir abkürzend  $\tilde{\tau}$  eingeführt:

$$\frac{1}{\tilde{\tau}} = \kappa \frac{1}{\tau_{sw}} \left( 1 + \frac{\tau_{cw}}{\tau_{rs}} + \frac{\tau_{cw}}{\tau_{ew}} \frac{\tau_{sw}}{\tau_{rs}} \right), \quad (5.8)$$

mit  $\kappa = 1/(1 - \frac{N_{thr}}{2G_d N_d w L})$  - einem Faktor, der die Erhöhung der Einfangszeit in die Quantenpunkte aufgrund ihrer Besetzung an der Laserschwelle bewirkt (Gl. 5.5). Die differentielle Quantenausbeute können wir berechnen wenn wir den Zusammenhang zwischen  $S$  und der ausgekoppelten Lichtleistung  $P$  kennen (s. Kapitel 6):

$$P = S \alpha_m v_{gr} \hbar \omega. \quad (5.9)$$

Damit ergibt sich aus den Ratengleichungen für die interne Quantenausbeute  $\eta_{i,rate}$ :

$$\frac{1}{\eta_{i,rate}} = \frac{1}{\alpha v_{gr}} \left( \frac{dS}{dG} \right)^{-1}, \quad (5.10)$$

d.h.

$$\frac{1}{\eta_{i,rate}} = \left( 1 + \frac{\tau_{cw}}{\tau_{rs}} + \frac{\tau_0}{\tilde{\tau}} \right) \quad (5.11)$$

Ein Vergleich mit Gl. 5.6 zeigt, daß sich die reziproke interne Quantenausbeute genauso verhält wie die Schwellstromdichte, wenn die Ladungsträgerlebensdauer im Quantenpunkt  $\tau_r$  sehr viel kleiner als die Lebensdauer in der Bentzungsschicht  $\tau_{sw}$  wird. Bei der Berechnung der Schwellstromdichte nähert man sich der Schwelle von unten, während die Quantenausbeute oberhalb der Schwelle bestimmt wird. Im Laserbetrieb wird

die Lebensdauer der Ladungsträger im lasenden Niveau durch die stimulierte Emission bestimmt - sie liegt auf einer Zeitskala die der Photonen-umlaufzeit (*round-trip*) im Resonator entspricht  $2L/v_{gr} \approx 10$  ps ( $L = 1$  mm), was deutlich kleiner als die typische spontane Lebensdauer von 400 ps ist [153]. Somit unterliegt die Schwellstromdichte dem Einfluß der thermischen Emission der Ladungsträger aus den Quantenpunkten ( $\frac{\tau_0}{\tau_e} \frac{\tau_r}{\tau}$ ) während im Fall der Quantenausbeute alle Ladungsträger, die einmal von einem lasenden Quantenpunkt eingefangen worden sind, darin auch stimuliert rekombinieren.

Eine Vereinfachung der Gln. 5.6, 5.8 und 5.11 erreicht man, wenn man  $\frac{\tau_{cw}}{\tau_{rs}} \ll 1$  annimmt. Dies ist gerechtfertigt, wenn der Einfang in die Benetzungsschicht deutlich schneller passiert als die Rekombination im GaInP Wellenleiter. Bei  $\tau_{cw}$  handelt es sich um eine *Quanten*-Einfangzeit (engl. quantum capture time)  $\tau_{cw} = \tau_{0,intr.} \cdot \frac{b}{d_{WL}}$ , wobei  $\tau_{0,intr.}$  die intrinsische Streuzeit von 3D- in 2D-Zustände angibt, die durch das Verhältnis  $\frac{b}{d_{WL}}$  eine Hochskalierung erfährt [154].  $\tau_{0,intr.}$  liegt typischerweise bei 0.1-0.5 ps [138, 155].  $d_{WL}$  ist die Dicke der 2D-Benetzungsschicht. Bei den Wellenleiterdimensionen unserer Laser ( $b = 130 - 280$  nm) liegt  $\tau_{cw}$  im Bereich einiger 10 ps, was verglichen mit  $\tau_{rs} \sim$  ns [145] die Vernachlässigung rechtfertigt.

Gl. 5.11 läßt sich dann schreiben:

$$\frac{1}{\eta_{i,rate}} = 1 + \kappa \frac{\tau_0}{\tau_{sw}} \left( 1 + \frac{\tau_{cw}}{\tau_{ew}} \frac{\tau_{sw}}{\tau_{rs}} \right) \quad (5.12)$$

Die Temperaturabhängigkeit von  $1/\eta_{i,rate}$  steckt dann im wesentlichen in  $\frac{\tau_{cw}}{\tau_{ew}}$ , wobei wir  $\tau_{sw}$  und  $\tau_{rs}$  zunächst als temperaturunabhängig annehmen. Bei Annahme einer paarweisen Emission der Ladungsträger aus der Benetzungsschicht in den Wellenleiter erhält man [128]:

$$\frac{\tau_{cw}}{\tau_{ew}} = \frac{(m_{3D,e}^* m_{3D,h}^*)^{\frac{3}{4}}}{(m_{2D,e}^* m_{2D,h}^*)^{\frac{1}{2}}} \left( \frac{k_b T}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{b}{\hbar} \cdot \exp \left( -\frac{E_{Barr.} - E_{WL}}{2k_b T} \right), \quad (5.13)$$

wobei  $m_{i,j}^*$  die entsprechenden effektiven Massen angeben und  $(E_{Barr.} - E_{WL})/2$  dem halben energetischen Abstand der Bandlücke des GaInP Wellenleiters ( $E_{Barr.}$ ) und der Benetzungsschicht ( $E_{WL}$ ) entspricht. Der

Faktor  $1/2$  ist eine direkte Folge der Paaremission [128]. Der Einfluß der Wellenleiterbreite  $b$  resultiert aus der Hochskalierung der intrinsischen Einfangszeit [154, 156].

Für  $j_{thr}$  ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$j_{thr} = \frac{N_{thr}q}{\tau_r w L} \left( \frac{1}{\eta_{i,rate}} + \kappa \frac{\tau_0}{\tau_e} \frac{\tau_r}{\tau_{sw}} + \kappa \frac{\tau_0}{\tau_e} \frac{\tau_{cw}}{\tau_{ew}} \frac{\tau_r}{\tau_{rs}} \right). \quad (5.14)$$

Ihre Temperaturabhängigkeit wird zum einen durch die interne Quantenausbeute, zum anderen durch die thermische Emission der Ladungsträger aus den Quantenpunkten in die Benetzungsschicht,

$$\frac{\tau_0}{\tau_e} = \frac{(m_{2D,e}^* m_{2D,h}^*)^{\frac{1}{2}} V_d}{2\pi \hbar^2 d_{WL} G_d \xi} \cdot k_b T \cdot \exp \left( -\frac{E_{WL} - h\nu}{2k_b T} \right), \quad (5.15)$$

sowie aus den Quantenpunkten in den GaInP Wellenleiter (vgl. Gl. 5.13),

$$\frac{\tau_0}{\tau_e} \frac{\tau_{cw}}{\tau_{ew}} = \frac{(m_{3D,e}^* m_{3D,h}^*)^{\frac{3}{4}} V_d}{(2\pi \hbar^2)^{\frac{3}{2}} G_d \xi} \frac{b}{d_{WL}} \cdot (k_b T)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left( -\frac{E_{Barr.} - h\nu}{2k_b T} \right), \quad (5.16)$$

bestimmt. Wiederum liegt jeweils paarweise Emission der Ladungsträger zugrunde.

Vor der Interpretation der Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte und der Quantenausbeute unserer Quantenpunktlaser auf der Basis der eben vorgestellten Gleichungen wollen wir zunächst auf die experimentellen Rahmenbedingungen eingehen.

## 5.2 Experimentelles

Die prozessierten Laser (vgl. Abschnitt 2.3) werden in einem temperaturgeregelten  $\text{LN}_2$ -Kryostaten (80 K-RT) montiert und mit einem gepulsten Lasernetzteil (Avtech;  $I$  bis 5 A) betrieben. Um näherungsweise eine  $50 \Omega$ -Anpassung zu gewährleisten, ist jedem Laser ein  $43 \Omega$ -Widerstand vorgeschaltet. Der Pulsbetrieb (Pulsbreite: 600 ns, Wiederholrate: 2.5 kHz, Tastverhältnis: 1:667) schont auf der einen Seite die La-

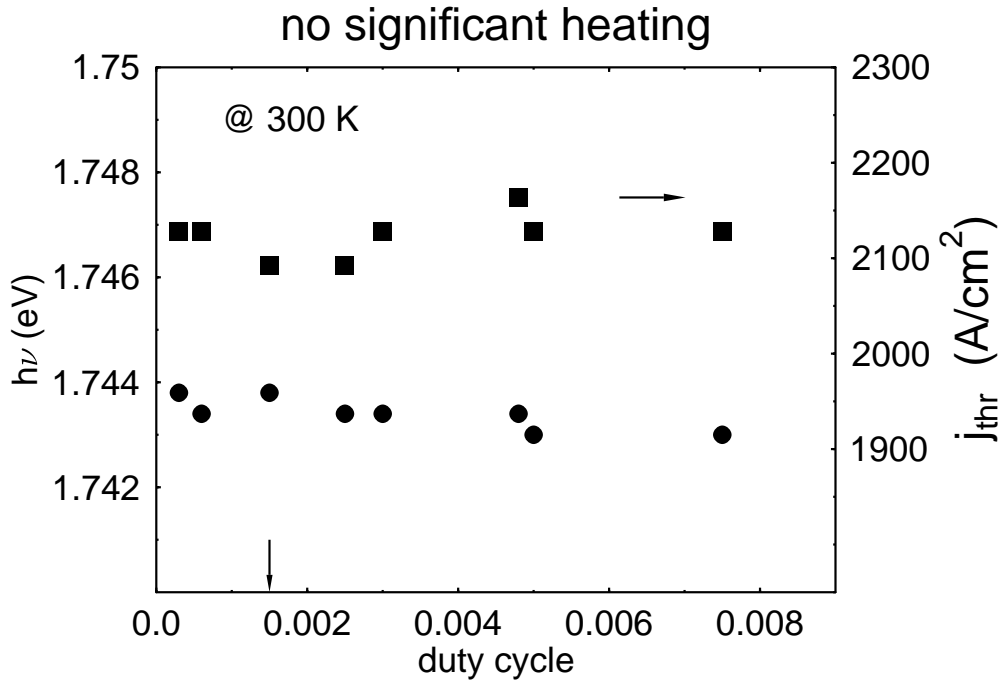


Abbildung 5.2: *Linienlage und Schwellstromdichte bei unterschiedlichen Tastverhältnissen. Der Pfeil bei 0.0015 zeigt das in unseren Messungen durchwegs verwendete Tastverhältnis an.*

ser vor Degradation und verhindert zum anderen unerwünschte Aufheizungseffekte. In Abbildung 5.2 wurde ein Laser bei Zimmertemperatur mit bis zu 5 mal höheren Tastverhältnissen, als typischerweise in unseren Messungen verwendet, betrieben, um eventuelle Aufheizungseffekte in der Schwellstromdichte und/oder in der Linienlage der Laseremission detektieren zu können. Im betrachteten Bereich konnte jedoch weder eine signifikante Änderung der Schwellstromdichte noch der Linienlage festgestellt werden. Das bedeutet, daß bei diesen Tastverhältnissen die Zeit zwischen zwei Pulsen offensichtlich lang genug ist, um die während des Pulses dissipierte Wärme vollständig abzuführen. Innerhalb des Pulses findet aber sehr wohl eine gewisse Aufheizung statt (Abbildung 5.3). Mit zunehmender Temperatur führt die Bauteilerwärmung während des Pulses zu einem Rückgang der optischen Ausgangsleistung. Die Ursache dafür liegt in einer höheren Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte mit zunehmender Temperatur (s. Abschnitt 5.3.2). Aus der

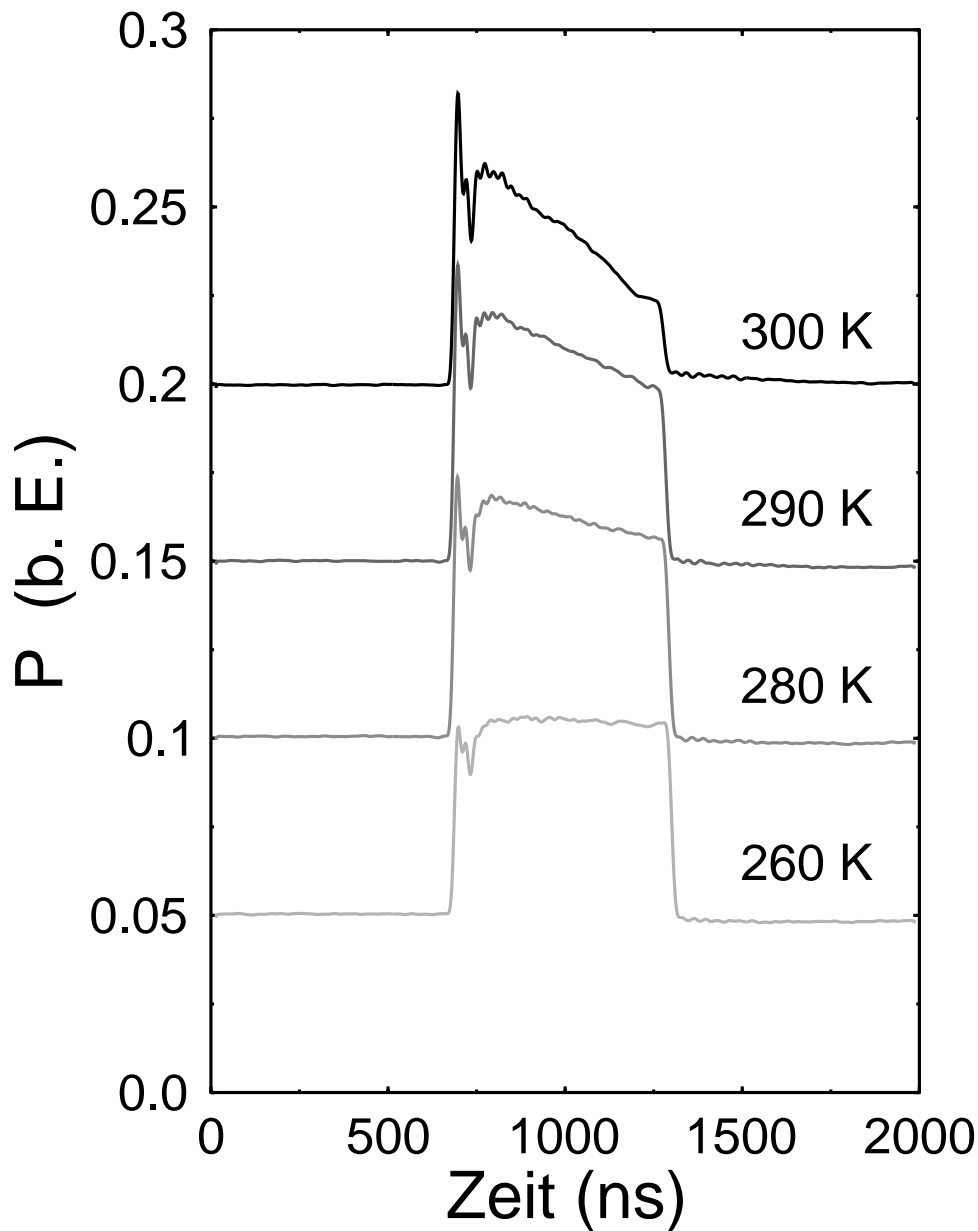


Abbildung 5.3: Zeitlicher Verlauf des optischen Pulses bei unterschiedlichen Temperaturen. Bei höheren Temperaturen sorgt die Erwärmung des Bauteils während des Pulses für eine Abnahme der optischen Ausgangsleistung.

Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte und den entsprechenden P-I-Kennlinien läßt sich eine Erwärmung während des Pulses um etwa  $4 - 7^{\circ}\text{C}$  ermitteln. Bis zum Beginn des nächsten Pulses hat sich das Bauteil allerdings wieder auf die Badtemperatur abgekühlt. Ganz ähnliche

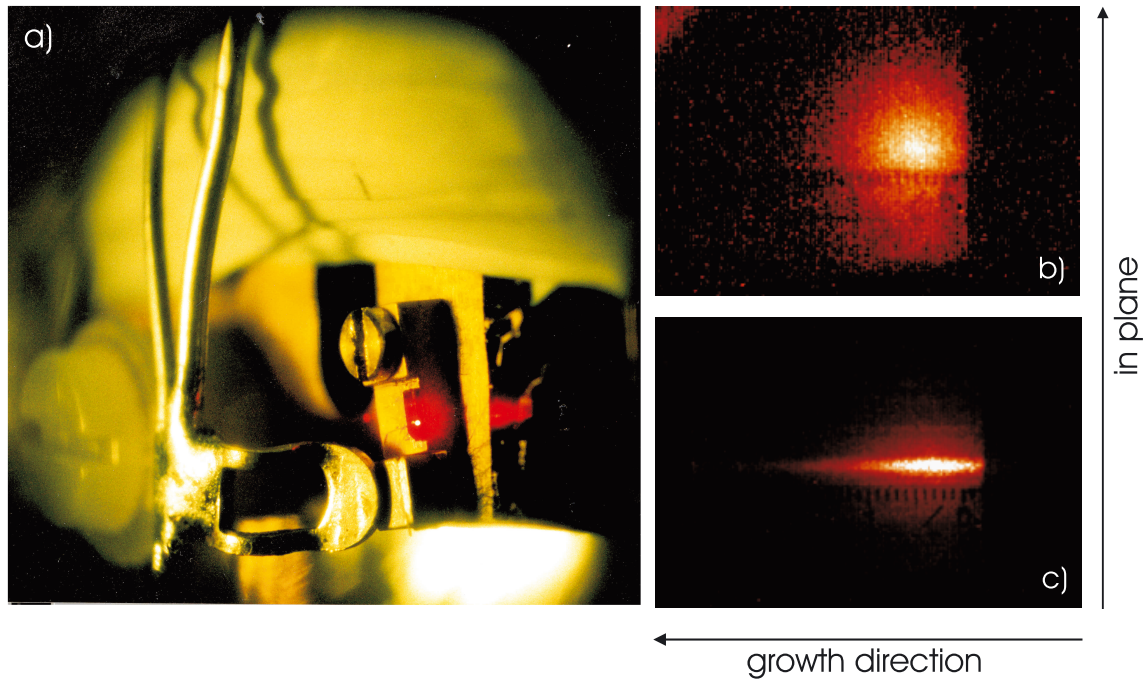


Abbildung 5.4: Montierter Quantenpunktlaser im Betrieb a). Das Fernfeld unterhalb der Schwelle b) und das stark astigmatische Fernfeld im Laserbetrieb c) jeweils beim direkten Blick auf die Laserfacette.

Aufheizeffekte konnten an GaInP/AlGaInP Quantenfilmlasern beobachtet werden [157]. Durch eine verbesserte (aber auch deutlich aufwendigere) Montagetechnik (*junction-side-down*), die eine effektivere Wärmeabfuhr zur Wärmesenke ermöglicht, oder die Verwendung schmalerer Resonatoren ( $2\ \mu\text{m}$ -ridges) ließe sich die Aufheizung reduzieren. Im Rahmen unserer Messungen wurde im Falle einer Bauteilerwärmung die Messung der Ausgangsleistung des Lasers im vorderen Bereich des Pulses unmittelbar nach Abklingen des Einschwingvorgangs vorgenommen.

Die Detektion der Laseremission erfolgte wie bei der Messung der optischen Verstärkung mit einem Doppelmonochromator und einer intensivierten Si-Diodenzeile, deren Zeitfenster ( $\sim 100\ \text{ns}$ ) typischerweise in der Mitte des elektrischen Anregungspulses lag. Zur Bestimmung der optischen Ausgangsleistung der Laser wurde eine kalibrierte, schnelle Si-Photodiode (EG&G,  $t_{\text{rise}} = 10\ \text{ns}$ ) verwendet. Verluste durch die Kryostatenfenster und die Abbildung wurden durch eine Vergleichsmessung außerhalb des Kryostaten, bei der der Laser unmittelbar vor der Photodiode plziert wurde, abgeschätzt und in allen folgenden Messungen

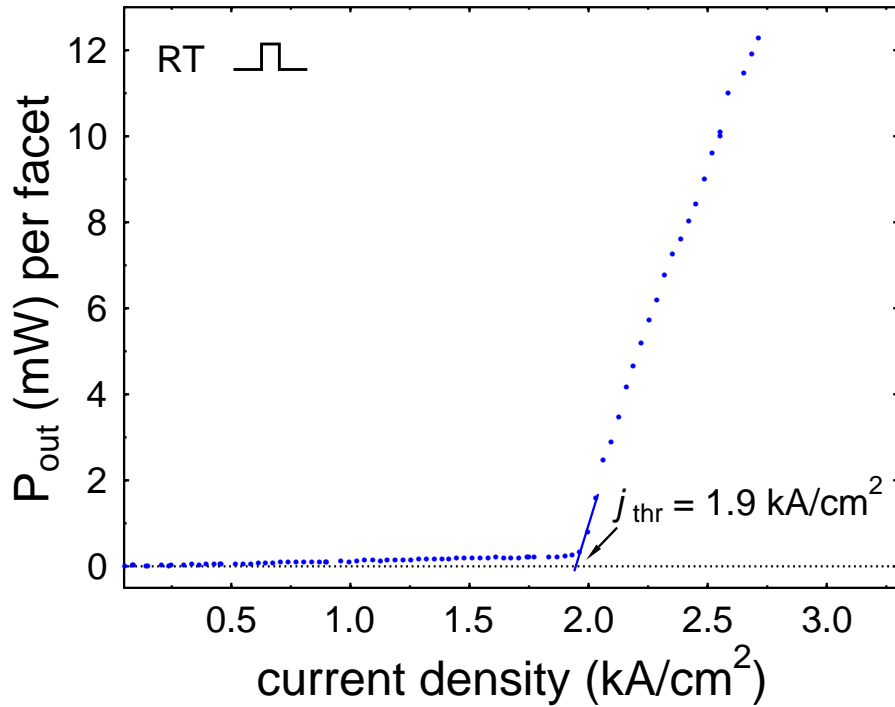


Abbildung 5.5: Optische Ausgangsleistung über injizierter elektrischer Stromdichte ( $P$ - $j$ -Kennlinie) im gepulsten Betrieb bei Zimmertemperatur. Die Schwellstromdichte  $j_{\text{thr}}$  lässt sich unmittelbar ablesen.

berücksichtigt.

Ein im Kryostaten montierter Quantenpunktlaser im Betrieb ist in Abbildung 5.4 a) zu sehen. Seine Fernfeldcharakteristik beim direkten Blick auf eine der Facetten zeigt Abbildung 5.4 b) unterhalb und c) oberhalb der Laserschwelle. Das stark astigmatische Fernfeld oberhalb der Schwelle ist charakteristisch für Kantenemitter und resultiert unmittelbar aus der Geometrie der Wellenleitung durch das Brechungsindexprofil in Wachstumsrichtung und das Verstärkungsprofil senkrecht dazu [158].

Abbildung 5.5 zeigt exemplarisch eine gemessene Kennlinie, aus der sich die Schwellstromdichte  $j_{\text{thr}}$  aus dem Schnittpunkt der Tangente an die  $P$ - $j$ -Kennlinie knapp oberhalb der Schwelle und der  $P=0$  Linie bestimmen lässt. Die Stromdichte errechnet sich aus dem durch die Laserdiode fließenden Strom  $I$ :

$$j = \frac{I}{wL}, \quad (5.17)$$



wobei  $b$  und  $L$  die Resonatorbreite bzw. -länge angeben.

Die differentielle Quantenausbeute erhalten wir aus der Steigung der optischen Kennlinie oberhalb der Schwelle:

$$\eta_d = \frac{q}{\hbar\omega} \frac{dP}{dI} \quad (5.18)$$

Sie gibt an wieviele Photonen pro injiziertem Ladungsträger den Laser durch eine der beiden Facetten verlassen. Unmittelbar damit verbunden ist die interne Quantenausbeute:

$$\eta_i = \frac{\alpha_m + \alpha_{\text{int}}}{\alpha_m} \eta_d \quad (5.19)$$

## 5.3 Interpretation der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Befunde, die sich bei den untersuchten Quantenpunktlasern ergeben haben, vorgestellt und mit Hilfe der theoretischen Überlegungen aus Abschnitt 5.1 interpretiert. Wir werden dabei chronologisch vorgehen und zunächst die Ergebnisse vorstellen, die aus Messungen an den gestapelten Quantenpunktlasern aus der MBE resultieren - die weltweit ersten Quantenpunktlaser im Materialsystem InP/GaInP [25]. Diese Laser funktionierten aufgrund ihrer mangelhaften elektrischen Eigenschaften lediglich bis etwa maximal 200 K. Wir werden die daran erhaltenen Ergebnisse nutzen, um die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte bei niedrigen Temperaturen zu studieren. Eine besondere Fragestellung wird dabei der Einfluß der Größe der Quantenpunkte und die damit verbundene Variation der Emissionswellenlänge sein.

### 5.3.1 Quantenpunktlaser (MBE)

Abbildung 5.6 zeigt die Lasercharakteristika eines QP Lasers mit drei QP-Schichten (Resonatorlänge:  $L = 820 \mu\text{m}$ ), wobei nominell 3.2 ML InP pro QP-Schicht abgeschieden worden sind. Im Inset von Abbildung 5.6 a) ist die Elektrolumineszenz unterhalb der Schwelle mit ei-

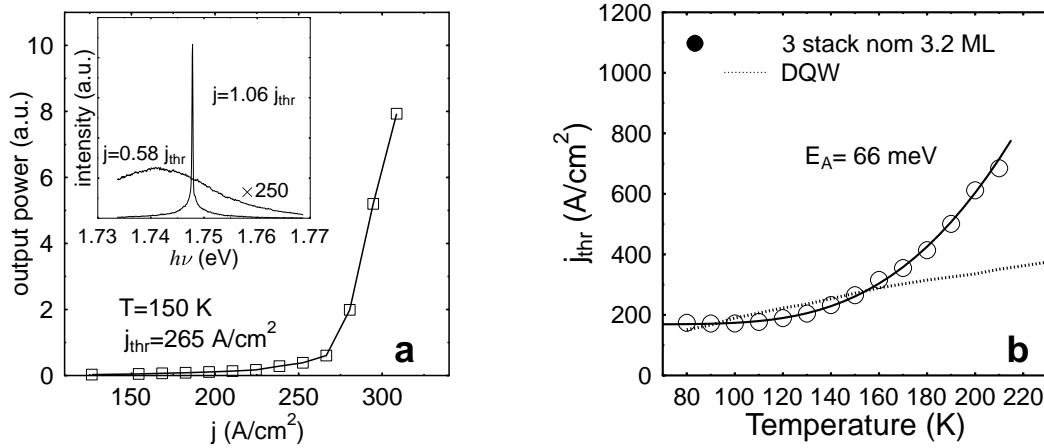


Abbildung 5.6: Charakteristika eines Dreierstapels mit nominell 3.2 ML InP pro QP-Schicht. Optische Ausgangsleistung über Stromdichte bei 150 K a), im Inset ist die Elektrolumineszenz unterhalb und oberhalb der Schwelle abgebildet. b) zeigt die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte im Vergleich zu einem Doppel-Quantenfilmlaser (DQW).

nem Maximum bei  $1.74 \text{ eV}$  und einer Halbwertsbreite von  $22.6 \text{ meV}$  sowie oberhalb der Schwelle ( $j_{\text{thr}} = 265 \text{ A}/\text{cm}^2$ , s. P-I-Kennlinie) bei  $h\nu = 1.748 \text{ eV}$  zu sehen. Die Temperaturabhängigkeit von  $j_{\text{thr}}$  bei diesem Laser ist in Abbildung 5.6 b) dargestellt. Im Temperaturbereich bis etwa  $130 \text{ K}$  ist seine Schwellstromdichte nahezu temperaturunabhängig und sogar etwas niedriger als die des DQW Lasers in diesem Vergleich. Eine temperaturunabhängige Schwelle wurde für ideale QP Laser theoretisch vorhergesagt (s. Abschnitt 1.2). Der QW Laser hingegen zeigt im betrachteten Temperaturbereich die typische lineare Abhängigkeit der Schwellstromdichte von der Temperatur, deren Ursache die Temperaturabhängigkeit der spontanen Emission ist [159]. Mit zunehmender Temperatur findet man bei dem QP Laser einen thermisch aktivierten Anstieg von  $j_{\text{thr}}$  mit einer Aktivierungsenergie von  $E_A = 66 \text{ meV}$ .

Typischerweise liegen die internen Quantenausbeuten der untersuchten Laser bei etwa 30 % (Abb. 5.7), und während sich die Schwellstromdichte im Bereich von  $80 \text{ K}$  bis  $200 \text{ K}$  annähernd vervierfacht zeigt die Quantenausbeute lediglich eine schwache Temperaturabhängigkeit. Zunächst verwundert der niedrige Wert von  $\eta_i$ . In der Literatur werden interne Quan-

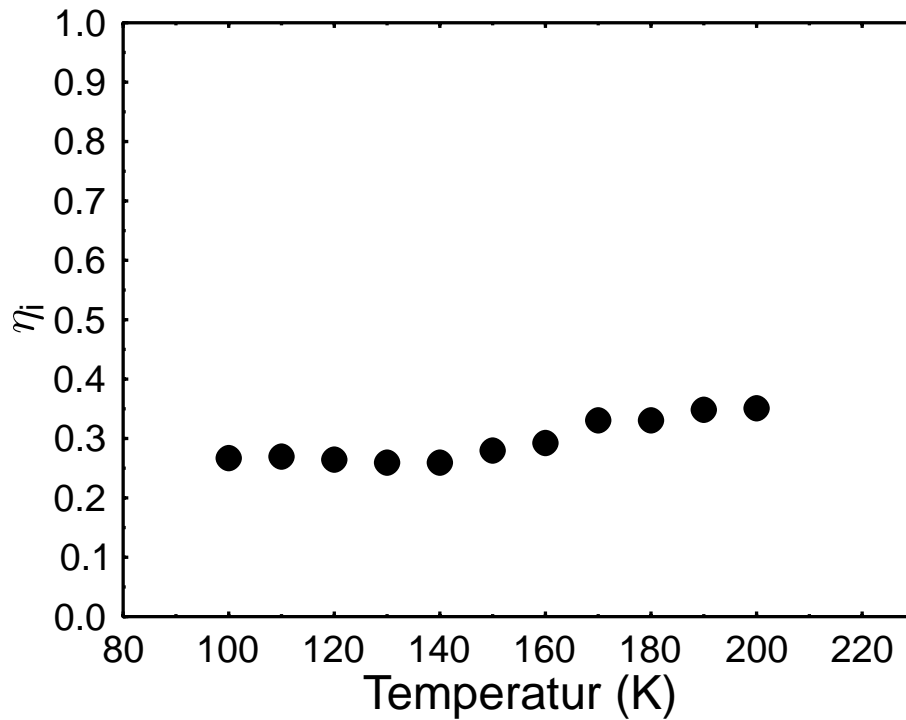


Abbildung 5.7: Interne Quantenausbeute über der Temperatur.

tenausbeuten bei tiefen Temperaturen von annähernd 100 % für optimierte GaInP/AlGaInP Quantenfilmlaser und auch In(Ga)As/GaAs Quantenpunktlaser berichtet [160, 161, 162].

Wenn wir Gl. 5.12 zu Rate ziehen, erhalten wir keine vernünftige Erklärung für die niedrigen Quantenausbeuten in unserem Fall. Die effektive Einfangzeit in die Quantenpunkte müßte etwa doppelt so groß sein wie die Lebensdauer in der Benetzungsschicht ( $\kappa\tau_0 \approx 2 \cdot \tau_{sw}$ ), um unsere Beobachtung erklären zu können.  $\kappa$  schätzen wir aus den Messungen zur optischen Verstärkung (s. Abschnitt 4.3.1) zu etwa 2.5-3 ab;  $\kappa = 2$  hätten wir im Fall der Transparenz bei verschwindenden optischen Verlusten. Zeitaufgelöste Messungen [108, 119] und die Ergebnisse zur Modulationsdynamik (Kap. 6) an InP/GaInP QP Lasern zeigen, daß  $\tau_0$  deutlich kleiner als 100 ps ist. Für InGaAs QP Laser werden Einfangzeiten von 10 ps-80 ps berichtet [16, 163].  $\tau_{sw}$  müßte dann bei weniger als 150 ps liegen, um für eine Quantenausbeute von 30 % verantwortlich zu sein. In zeitaufgelösten Messungen wurden derart kurze Lebensdauern in der Benetzungsschicht nicht gefunden [145].

Wir sind also gezwungen, die Ursachen für die niedrige Quantenausbeute bei tiefen Temperaturen außerhalb von Gl. 5.12 zu suchen. Rolf Winterhoff hat im Rahmen seiner Dissertation GaInP/AlGaInP QW Laser hergestellt und untersucht [157]. Dabei wurden bei nicht optimaler Dotierung der Mantelschichten sowie im Fall von Dotierstoffdiffusion in die aktive Zone Quantenausbeuten auch bei tiefen Temperaturen von nur wenigen % beobachtet. Befindet sich aufgrund der bereits angesprochenen Dotierproblematik der p-Mantelschicht [65] die aktive Zone nicht in der Mitte der Raumladungszone, so ist ein zusätzlicher Rekombinationsstrom außerhalb der aktiven Zone zu erwarten, der in den Ratengleichungen aufgrund ihrer Lokalität nicht berücksichtigt wird. Dieser zusätzliche Rekombinationsstrom ist von dem sonst üblichen, bei höheren Temperaturen zu berücksichtigenden, Leckstrom über die Mantelschichtbarriere [164] zu unterscheiden. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen führen wir eine phänomenologische Tieftemperatur-Quantenausbeute  $\eta_t$  ein.  $\eta_{i,\text{rate}}$  aus Gl. 5.12 muß dann mit  $\eta_t$  multipliziert werden.

$$\eta_i = \eta_{i,\text{rate}} \cdot \eta_t \quad (5.20)$$

Wir werden aber aufgrund der verhältnismäßig kleinen Änderung der Quantenausbeute im betrachteten Temperaturintervall bei der Diskussion der Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte anhand von Gl. 5.14  $\eta_i = \eta_t$  als konstant ansehen.

Vergleicht man die Emissionsenergie von 1.75 eV mit dem energetischen Bandabstand der Benetzungsschicht ( $\approx 1.89$  eV bei 80 K) und der GaInP Barriere ( $\approx 1.95$ -1.97 eV bei 8 K [24, 165]), dann würde man nach Gl. 5.14 Aktivierungsenergien für die thermische Emission von Ladungsträgern aus den Quantenpunkten in die Benetzungsschicht von etwa  $E_{A_0} = 70$  meV und in die GaInP Barriere von etwa  $E_{A_1} = 100$ -110 meV erwarten. Wir werden daher im betrachteten Temperaturbereich den Einfluß der thermischen Emission in die GaInP Barriere vernachlässigen. Der Fehler, der sich daraus für die Bestimmung von  $E_{A_0}$  ergibt, liegt bei weniger als 5 %. Die Unsicherheit, was vor allem die energetische Lage der Benetzungsschicht angeht, ist hier deutlich größer.

Zur Anpassung von  $j_{\text{thr}}(T)$  verwenden wir also nach Gl. 5.14:

$$j_{thr} = \frac{N_{thr} q}{\tau_r w L \eta_i} \left( 1 + C_0 T \exp \left( -\frac{E_{A_0}}{k_b T} \right) \right), \quad (5.21)$$

wobei

$$C_0 = \eta_i \kappa \frac{(m_{2D,e}^* m_{2D,h}^*)^{\frac{1}{2}} V_d}{2\pi \hbar^2 d_{WL} G_d \xi} \cdot k_b \cdot \frac{\tau_r}{\tau_{sw}} \quad (5.22)$$

Das Resultat dieser Anpassung ist in Abbildung 5.6 b) als durchgezogene Linie eingezeichnet. Die sich dabei ergebende Aktivierungsenergie beträgt  $E_{A_0} = 66$  meV und entspricht in guter Näherung dem halben energetischen Abstand  $E_{WL} - h\nu$  von etwa 70 meV. Da  $h\nu$  eine ähnliche Rotverschiebung mit der Temperatur zeigt wie wir das für die Benetzungsschicht annehmen (s. Abschnitt 4.3.1) bleibt  $E_{WL} - h\nu$  konstant. Wir haben also gesehen, daß im betrachteten Temperaturbereich die paarweise thermische Emission der Ladungsträger aus den Quantenpunkten in die Benetzungsschicht die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte bestimmt. Um diese Aussage zu erhärten, wurden Laser mit unterschiedlicher Quantenpunktgröße und damit unterschiedlicher Emissionswellenlänge untersucht [149]. Hierbei wurde u.a. die beim MBE Wachstum auftretende radiale Abnahme der deponierten Materialmenge von der Mitte des Wafers zum Rand hin ausgenutzt, um Laser mit variiertem InP Menge pro Quantenpunktschicht, die unter sonst gleichen Bedingungen gewachsen wurden, zu erhalten. Leider nimmt zum Waferrand auch die Dicke des Wellenleiters entsprechend ab, so daß zum einen die intrinsischen Verluste ansteigen und zum anderen der optische Füllfaktor vom Optimum abweicht (s. Abschnitt 2.2). Daher haben die Proben zum Rand des Wafers hin tendentiell etwas höhere Schwellstromdichten als solche in der Mitte.

Einen Überblick über die untersuchten Laser gibt Tabelle 5.1. Die Resonatorlängen liegen alle in einem Bereich, in dem sich bei angenommenen Reflektivitäten von 30 % Spiegelverluste von  $13.4$ - $16.7 \text{ cm}^{-1}$  ergeben. Nach den Ausführungen im Abschnitt 4.3.1 sollte die leichte Variation in den Spiegelverlusten einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Emissionsenergien der Laser haben, so daß Unterschiede in  $h\nu$  im Wesentlichen

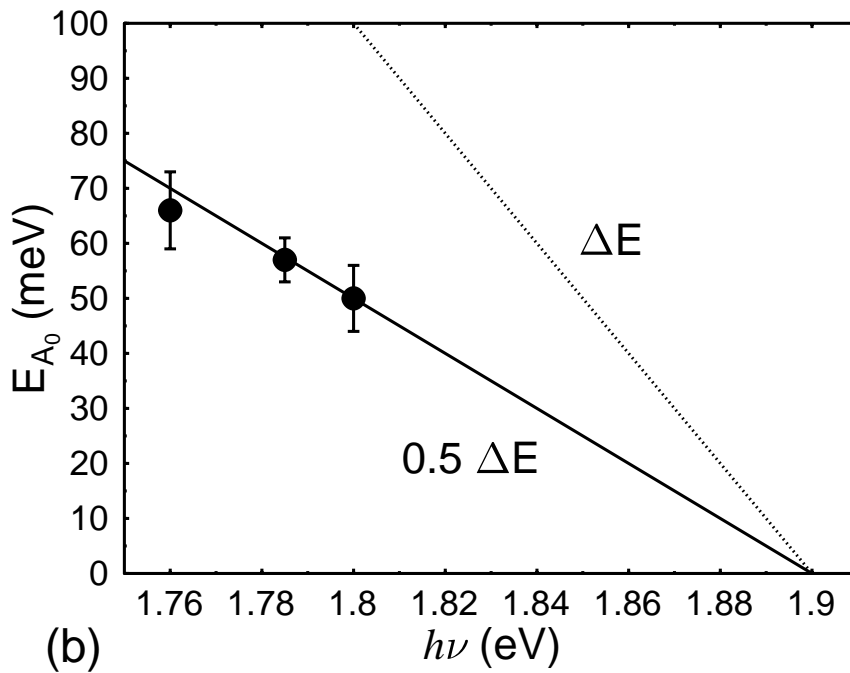
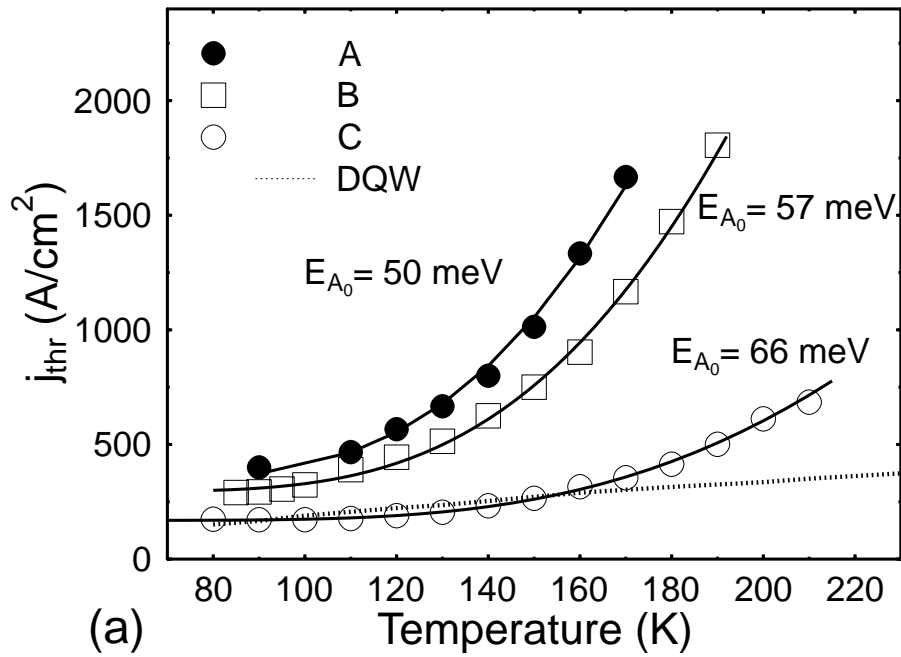


Abbildung 5.8: Schwellstromdichten für die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Laser und die nach Gl. 5.21 ermittelten Aktivierungsenergien a). Die Aktivierungsenergien stimmen sehr gut mit  $(E_{WL} - h\nu)/2 = \Delta E/2$  überein b).

auf unterschiedliche Quantenpunktgrößen zurückzuführen sind.

Probe #91390/401	A	B	C
dep. InP [ML]	2.8	3.0	3.2
$L$ [ $\mu\text{m}$ ]	750	900	820
$\alpha_m$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	16.1	13.4	14.9
$(h\nu)_{\text{sp}}$ (80 K) [eV]	1.79	1.78	1.75
$(h\nu)_{\text{Laser}}$ (80 K) [eV]	1.799	1.785	1.760
$E_{A_0}$ [meV]	50	57	66
$C_0$ [ $\text{K}^{-1}$ ]	0.680	0.624	0.586

Tabelle 5.1: Übersicht über die untersuchten MBE Dreierstapel und die aus den Anpassungen der Schwellstromdichte erhaltenen Parameter  $E_{A_0}$  und  $C_0$ .

Wie in Abbildung 5.3.1 a) zu sehen ist, hängt das Temperaturverhalten von  $j_{\text{thr}}$  sehr drastisch von der jeweiligen Emissionsenergie  $h\nu$  und damit dem energetischen Abstand  $\Delta E = E_{WL} - h\nu$  ab. In Abbildung b) läßt sich sehr schön zeigen, daß sich als Aktivierungsenergie gerade  $\Delta E/2$  und nicht  $\Delta E$  ergibt, was man, wie eingangs dargelegt, im Fall von paarweiser Emission der Ladungsträger aus den Quantenpunkten in die Benetzungsschicht vorhersagen würde.

Die aus den Anpassungen erhaltenen  $C_0$ -Parameter variieren nur wenig und liegen bei etwa  $0.6 - 0.7$   $1/\text{K}$ .  $C_0$  hängt außer von Materialparametern - die effektiven Massen für InP stammen aus Ref. [33] - auch von der Quantenausbeute ab, die jedoch für die betrachteten Laser etwa gleich ist. Die mit der Größenänderung der Quantenpunkte einhergehende relative Volumenänderung ist gering und sollte mit der abgeschiedenen InP-Menge skalieren, wenn eine gleichbleibende Quantenpunktflächendichte angenommen wird. Die Dicke der InP-Benetzungsschicht  $d_{WL}$  setzen wir gleich der kritischen Schichtdicke für die Inselbildung beim SK-Wachstum, also  $0.6$  nm (s. Abschnitt 1.3.2).  $\xi$  setzen wir gleich  $16$  %. Der berechnete Wert für  $C_0$  liegt dann bei etwa  $0.45 \cdot \tau_r / \tau_{\text{sw}}$ . Aus einem Vergleich mit den experimentell ermittelten Werten für  $C_0$  ergibt sich das Verhältnis der Ladungsträgerlebensdauern in den Quantenpunkten und in der Benetzungsschicht zu  $1.3-1.5$ . Zeitaufgelöste Messungen [108]

an vergleichbaren Quantenpunktstapeln ergaben spontane strahlende Lebensdauern für die Quantenpunkte um etwa 500 ps. Damit erhielten wir  $\tau_{sw}$  zu 330-380 ps.

Eine Optimierung hinsichtlich der Temperaturstabilität der Schwellstromdichte führt im Rahmen dieser Diskussion dann über eine Minimierung des Werts für  $C_0$  - bei sonst gleichen Parametern heißt das vor allem eine Vergrößerung der Ladungsträgerlebensdauer in der Benetzungsschicht  $\tau_{sw}$ . Diese Lebensdauer setzt sich aus der strahlenden ( $\tau_{sw,r}$ ) und der nichtstrahlenden ( $\tau_{sw,nr}$ ) Lebensdauer zusammen:

$$\tau_{sw}^{-1} = \tau_{sw,r}^{-1} + \tau_{sw,nr}^{-1} \quad (5.23)$$

Die nichtstrahlende Lebensdauer wird vor allem durch die Materialqualität der Benetzungsschicht und der benachbarten Grenzflächen bestimmt. Es ist anzunehmen, daß sich die Materialqualität des Wellenleiters unmittelbar auch auf das Wachstum der Benetzungsschicht auswirkt, so daß sich hier ein Ansatzpunkt zur Optimierung ergibt. Die beim Wachstum der Laserstrukturen in der MBE verwendeten Temperaturen ( $T = 470^\circ\text{C}$ ) sind auf das Wachstum der Quantenpunkte optimiert (s. Abschnitt 1.3.4) und unterscheiden sich von den optimalen Temperaturen ( $T = 500 - 520^\circ\text{C}$ ), bei denen üblicherweise GaInP in der MBE gewachsen wird [166, 167]. Desweiteren spielt offensichtlich auch die Sauerstoffkontamination der Phosphorquelle eine entscheidende Rolle [65] nicht zuletzt auch für die Qualität der dotierten AlInP Mantelschichten und damit der pn-Charakteristik. Eine Verbesserung in diesen beiden Bereichen war ausschlaggebend für die kürzlich berichtete Realisierung von InP/GaInP Quantenpunktlasern (MBE) bei Raumtemperatur mit  $j_{thr} = 2.3 \text{ kA/cm}^2$  [152].

### 5.3.2 Quantenpunktlaser (MOCVD)

Wir haben bereits in vorangegangenen Untersuchungen zur optischen Verstärkung wesentliche Unterschiede der MOCVD Quantenpunktlaser verglichen mit den in der MBE hergestellten festgestellt. Ein deutlich stärker ausgeprägtes Sättigungsverhalten der optischen Verstärkung und



die damit einhergehende Blauverschiebung der Laseremission zu höheren Temperaturen seien hier nochmal ins Gedächtnis zurückgerufen. Wir haben in den vorigen Abschnitten die Bedeutung des energetischen Abstandes der Laseremission  $h\nu$  zur Benetzungsschicht für die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte herausgestellt und wir werden dies auch bei den MOCVD Lasern wiederfinden. Wie wir sehen werden, wird bei höheren Temperaturen auch die thermische Emission der Ladungsträger in die GaInP Barriere nicht mehr zu vernachlässigen sein und das Temperaturverhalten der Schwellstromdichte drastisch mitbestimmen. Desweiteren ist, wie sich zeigen wird, bei höheren Temperaturen auch die Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute von großer Bedeutung. Diese wollen wir daher zuerst diskutieren.

## Quantenausbeute

Bei der Diskussion der Schwellstromdichte für die MBE Laser haben wir die Quantenausbeute im Bereich bis etwa 200 K als temperaturunabhängig angenommen.

Abbildung 5.9 zeigt das typische Temperaturverhalten der Quantenausbeute bis zu Zimmertemperatur. Bis etwa 240 K findet man eine moderate Zunahme in  $1/\eta_i$  um etwa 20-30 % im Vergleich zu Werten bei 90 K. Dieser Bereich läßt sich sehr gut mit der Beziehung nach Gleichung 5.12 nachvollziehen, wenn wir, wie gehabt,  $1/\eta_{lt}$  verwenden, um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß die Quantenausbeute bei tiefen Temperaturen kleiner als eins ist. Verantwortlich für den leichten Anstieg von  $1/\eta_i$  im Bereich unterhalb von 240 K ist die thermische Emission der Ladungsträger aus der Benetzungsschicht in den GaInP Wellenleiter. Da der typische energetische Abstand zwischen beiden bei etwa 60-70 meV liegt [24, 33, 165], erhalten wir für die entsprechende Aktivierungsenergie, bei Paaremission der Ladungsträger, Werte von 30-35 meV. Analog zu Gl. 5.12 läßt sich für die Quantenausbeute schreiben:

$$\frac{1}{\eta_i} = \frac{1}{\eta_{lt}} \left( 1 + \kappa \frac{\tau_0}{\tau_{sw}} \left[ 1 + C_1 \sqrt{T} \cdot \exp \left( -\frac{E_{Barr.} - E_{WL}}{2k_b T} \right) \right] \right), \quad (5.24)$$

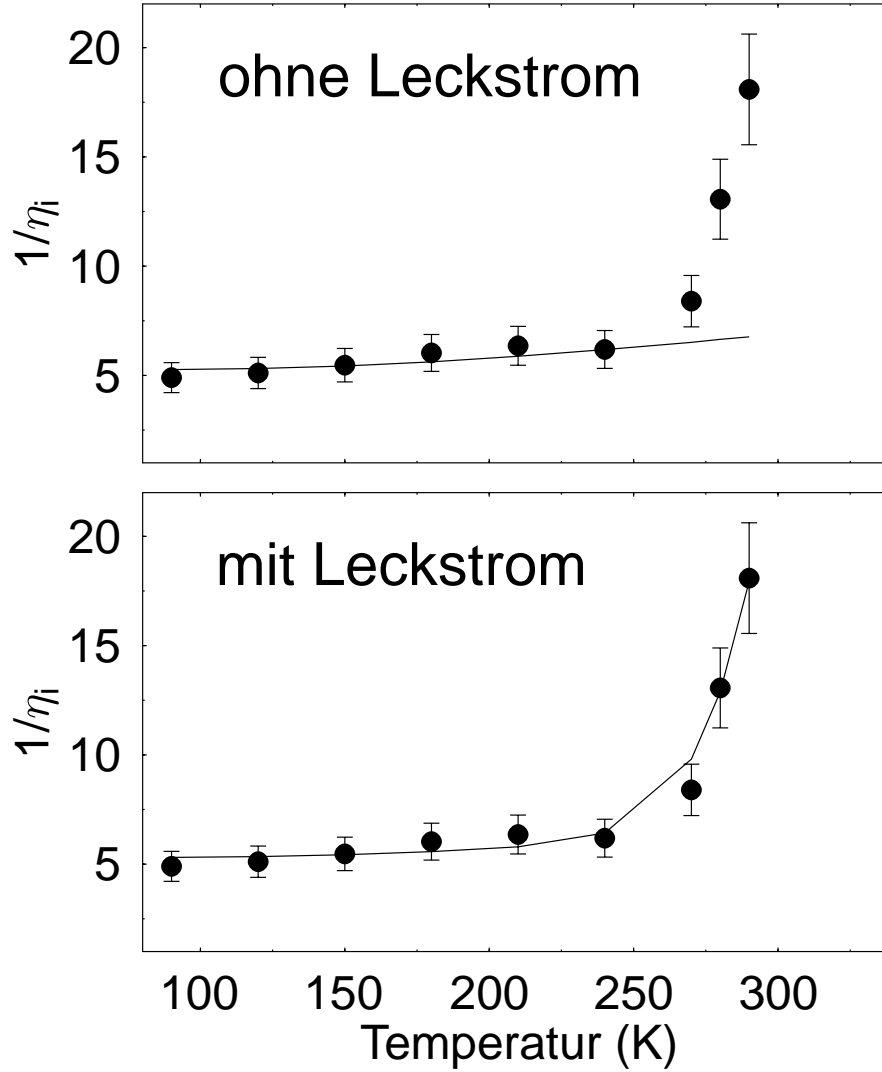


Abbildung 5.9: Reziproke Quantenausbeute  $1/\eta_i$  über der Temperatur für einen QP Laser mit drei QP Schichten, gewachsen in der MOVPE. Die durchgezogenen Linien stammen aus Anpassungen unter (Nicht-)Berücksichtigung des Elektronenleckstroms (s. Text).

mit

$$C_1 = \frac{\tau_{sw}}{\tau_{rs}} \cdot \frac{(m_{3D,e}^* m_{3D,h}^*)^{\frac{3}{4}}}{(m_{2D,e}^* m_{2D,h}^*)^{\frac{1}{2}}} \left( \frac{k_b}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{b}{\hbar} \quad (5.25)$$

Die zugehörige Anpassung ist im oberen Teil von Abbildung 5.9 zu sehen. Oberhalb von 240 K jedoch versagt dieser Ansatz und die gemessene

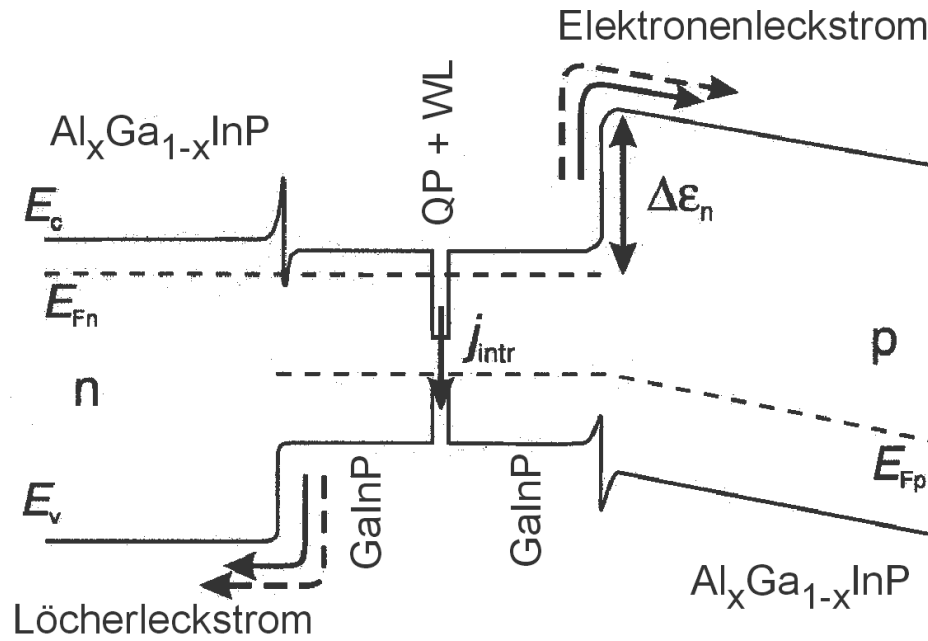


Abbildung 5.10: Schematischer Bandverlauf in unseren InP/GaInP/AlGaInP Quantenpunktlaserstrukturen. Ein Teil der Ladungsträger kann die Struktur über die Barrieren der AlGaInP Mantelschichten verlassen - man spricht von einem Leckstrom.

ne Quantenausbeute nimmt stärker ab als wir das erwarten würden ( $1/\eta_i$  nimmt entsprechend zu). Um diesen Sachverhalt zu verstehen, werfen wir einen Blick auf Beobachtungen, die bei der Charakterisierung der Quantenausbeute von GaInP/AlGaInP Quantenfilmlasern gemacht wurden [164, 168]. Die Wellenleiterstruktur dieser Laser ist der unserer Laser sehr ähnlich, sie ist schematisch in Abbildung 5.10 dargestellt. Elektronen bzw. Löcher, die über die Mantelschichten injiziert werden, können wenn ihre Energie ausreicht, als Leckstrom über die p- bzw. n-Mantelschicht abfließen. Dieser Leckstrom addiert sich dann zu dem Rekombinationsstrom in der aktiven Zone. Wie Rechnungen und Experimente bei GaInP/AlGaInP Doppelheterostruktur- und Quantenfilmlasern zeigen, spielt der Löcherleckstrom bei geeigneter n-Dotierung keine Rolle für das gesamte Leckstromverhalten [160, 164]. Typischerweise äußert sich der Elektronenleckstrom durch einen thermisch aktivierten Rückgang der internen Quantenausbeute mit einer Aktivierungsenergie  $\Delta\epsilon_n$ , die gerade dem energetischen Abstand zwischen dem Quasiferminiveau der Elektronen  $E_{Fn}$  und der p-seitigen Leitungsbandkante der AlGaInP

Mantelschicht entspricht. Maßgeblich für diesen Abstand ist unter anderem die p-Dotierung und damit die Lage des Quasiferminiveaus der Löcher in eben dieser Mantelschicht.  $\Delta\epsilon_n$  wird umso größer, je höher die p-Dotierung ist.

Der Beitrag zur Quantenausbeute aufgrund des Elektronenleckstromes wird durch den Faktor  $\eta_{e,\text{Leck}}$  berücksichtigt [164]. Bei tiefen Temperaturen gilt  $\eta_{e,\text{Leck}} = 1$ . Wir setzen:

$$\eta_{e,\text{Leck}} = \frac{1}{1 + C_2 \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon_n}{kT}\right)}, \quad (5.26)$$

wobei  $C_2$  ein Fitparameter ist, den wir näherungsweise als temperaturunabhängig annehmen. Durch Einführung von  $\eta_{e,\text{Leck}}$  läßt sich nun auch der Verlauf von  $1/\eta_i$  bei Temperaturen jenseits der 240 K nachvollziehen (unteres Teilbild in Abb. 5.9). Für Laser mit  $\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.33}\text{InP}$  Mantelschichten erhalten wir dabei Aktivierungsenergien von 350-385 meV für den Elektronenleckstrom. Die Bandlücke von  $\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.33}\text{InP}$  bei RT liegt bei 2.3 eV [169]. Wir können die Aktivierungsenergie abschätzen, wenn wir den energetischen Abstand der Emissionsenergie (typ.  $h\nu = 1.75$  eV) zur Bandlückenenergie der Mantelschicht bestimmen und berücksichtigen, daß die Leitungsbanddiskontinuität im betrachteten System 65 % der gesamten Energiedifferenz ausmacht [160], so erhalten wir eine Energiebarriere im Leitungsband von 358 meV und finden eine sehr gute Übereinstimmung mit den von uns bestimmten Aktivierungsenergien.

Wir haben zum Vergleich auch Laser mit  $\text{Al}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}\text{InP}$  ( $E_g = 2.2$  eV) Mantelschichten untersucht, bei denen dann die Barriere entsprechend im Bereich 275-295 meV liegt. Für diese Laser ergaben sich Aktivierungsenergien von 288-290 meV.

Somit gilt also für unsere Quantenpunktlaser in der Nähe von Raumtemperatur Ähnliches, was man auch bei den rot-emittierenden Quantenfilmlasern auf Basis von  $\text{GaInP}/\text{AlGaInP}$  hinsichtlich der Leckstromproblematik zu beachten hat. Wünschenswert wäre zur Leckstromreduzierung die Verwendung von ternären  $\text{AlInP}$  Mantelschichten. Allerdings ergab sich hierbei seitens der Epitaxie das Problem eines mangelhaften Akzeptoreinbaus bei der p-Dotierung von Mantelschichten mit einer Aluminiumkonzentration von mehr als 66 % [86]. Die Realisierung solcher

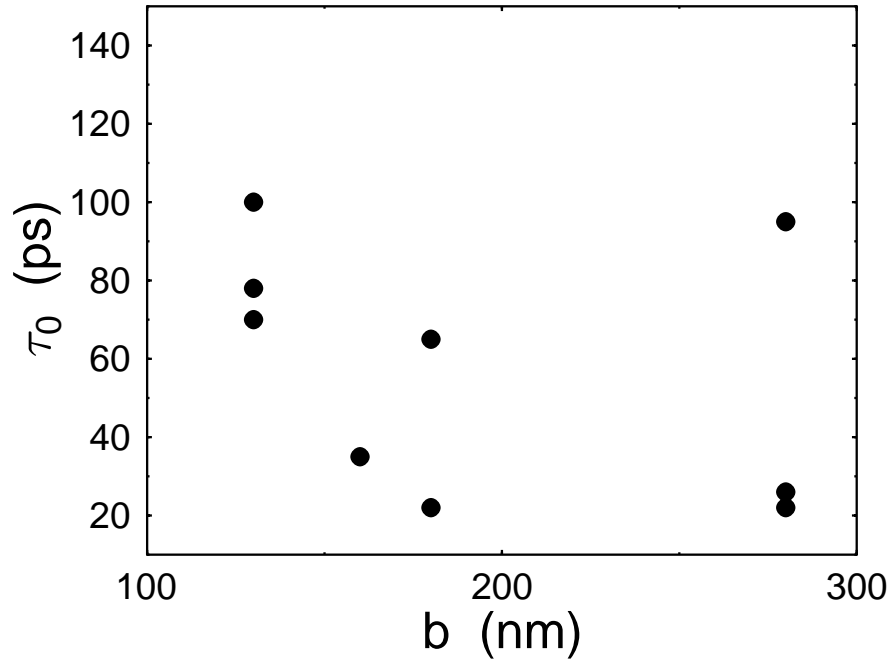


Abbildung 5.11: Ermittelte Einfangzeiten  $\tau_0$  für Laser mit unterschiedlicher Wellenleiterbreite.

Laser sollte keinem prinzipiellen Problem unterworfen sein, steht aber bislang noch aus.

Eine wichtige Information über unsere Quantenpunktlaser erhalten wir schließlich noch aus den Anpassungen der Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute bei  $T < 240 \text{ K}$  wo die Leckstromproblematik noch keine wesentliche Rolle spielt und man allein Gl. 5.24 anwenden kann. Bei Kenntnis der Ladungsträgerlebensdauern in der Benetzungsschicht und in der GaInP Barriere ( $\tau_{\text{sw}}$  bzw.  $\tau_{\text{rs}}$ ) können wir die Einfangzeit in die Quantenpunkte bestimmen. Wir erhalten  $\tau_{\text{sw}}$  bzw.  $\tau_{\text{rs}}$  aus den Anpassungen der Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichten im nächsten Abschnitt. Zur Berechnung von  $C_1$  verwenden wir die effektiven Massen aus Ref. [33, 160].  $\kappa$  schätzen wir zu 4-5 ab, was einer Schwellbesetzung des lasenden Quantenpunktniveaus von etwa 75-80 % entspricht. Die auf diese Weise erhaltenen Einfangzeiten sind in Abbildung 5.11 für verschiedene Laserstrukturen dargestellt. Die einzelnen Laserstrukturen werden nach ihrer Wellenleiterbreite  $b$  unterschieden. Wir finden  $\tau_0$

zwischen 20 ps und 100 ps. Eine genauere Bestimmung dieser Einfangzeit scheitert auf der einen Seite an der immer vorhandenen Exemplarstreuung der untersuchten Laser und zum anderen an der Unsicherheit bei der Bestimmung von  $\tau_{\text{sw}}$  bzw.  $\tau_{\text{rs}}$ . Eine weitere Fehlerquelle ergibt sich aus der phänomenologisch eingeführten Tieftemperaturquantenausbeute  $\eta_{\text{lt}}$ , deren Beitrag zur Temperaturabhängigkeit nur äußerst schwer zugänglich ist. Wir können daher lediglich eine Abschätzung einer oberen Schranke für die Einfangzeit  $\tau_0$  angeben, die im Bereich von 100 ps liegt. Allerdings stimmen die von uns für  $\tau_0$  ermittelten Werte hervorragend mit Berichten von zeitaufgelösten Messungen an Quantenpunkten im gleichen Materialsystem [119, 153] überein. Einfangzeiten von ähnlicher Größe wurden für Quantenpunkte aus dem InGaAs/GaAs System berichtet [163].

### Schwellstromdichte

Bei den MBE Lasern, die wir lediglich im Temperaturbereich unterhalb von 200 K charakterisieren konnten, war zur Beschreibung der Schwellstromdichte ein relativ einfaches Modell ausreichend, das lediglich die thermische Emission der Ladungsträger aus den Quantenpunkten in die Benetzungsschicht beinhaltet. Die zugehörige Aktivierungsenergie war ein Maß für den energetischen Abstand zwischen  $h\nu$  und  $E_{\text{WL}}$ .

Wie man in Abbildung 5.12 schön sehen kann, gestaltet sich die Beschreibung jetzt schwieriger. Die Emissionscharakteristik, die im Inset der Abbildung dargestellt ist, läßt erahnen, daß der energetische Abstand  $E_{\text{WL}} - h\nu$  nicht mehr wie im Fall der MBE Laser als konstant angenommen werden kann - er wird temperaturabhängig und damit auch die zugehörige Aktivierungsenergie. Die Schwellstromdichte zeigt im Bereich bis etwa 200 K einen lediglich schwachen Anstieg, während in Richtung Zimmertemperatur eine starke Zunahme zu verzeichnen ist - eine Korrelation mit der Blauverschiebung der Laseremission ist offensichtlich.

Um den Grad der Komplexität noch zu erhöhen, erinnern wir uns an Gleichung 5.14, aus der hervorgeht, daß auch die Temperaturabhängigkeit der zugehörigen Quantenausbeute die Schwellstromdichte mitbestimmt. In Abbildung 5.13 ist die Anpassung der Schwellstromdichte nach unter-

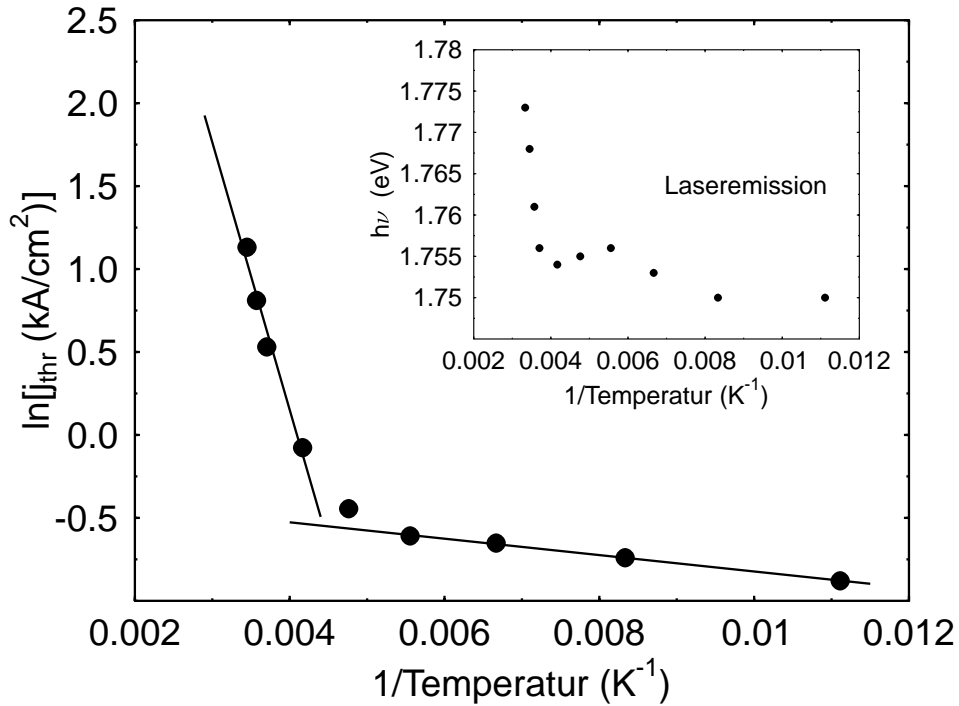


Abbildung 5.12: Logarithmische Auftragung der Schwellstromdichte über  $1/T$  für einen MOCVD QP Laser. Im Inset ist die zugehörige Emissionsenergie über  $1/T$  aufgetragen.

schiedlichen Beiträgen aufgezeigt. Im oberen Teilbild haben wir analog zur Diskussion bei den MBE Lasern versucht, die Schwellstromdichte allein durch die thermische Aktivierung der Ladungsträger in die Benetzungsschicht zu beschreiben. Die Quantenausbeute haben wir dabei als temperaturunabhängig angenommen. Wie wir schon bei den MBE Lasern gesehen haben, können wir auf diese Weise sehr gut die Schwellstromdichte bei hinreichend niedrigen Temperaturen beschreiben. Und auch in diesem Fall ergibt sich eine sehr gute Anpassung bis etwa 210 K. Bei höheren Temperaturen steigt die Schwellstromdichte allerdings deutlich stärker an als vom Modell vorhergesagt.

Im mittleren Teilbild haben wir nun noch die gemessene Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute berücksichtigt. Das experimentelle Ergebnis wird dadurch besser als vorher aber noch nicht zufriedenstellend beschrieben. Erst durch Hinzunahme der thermischen Emission der La-

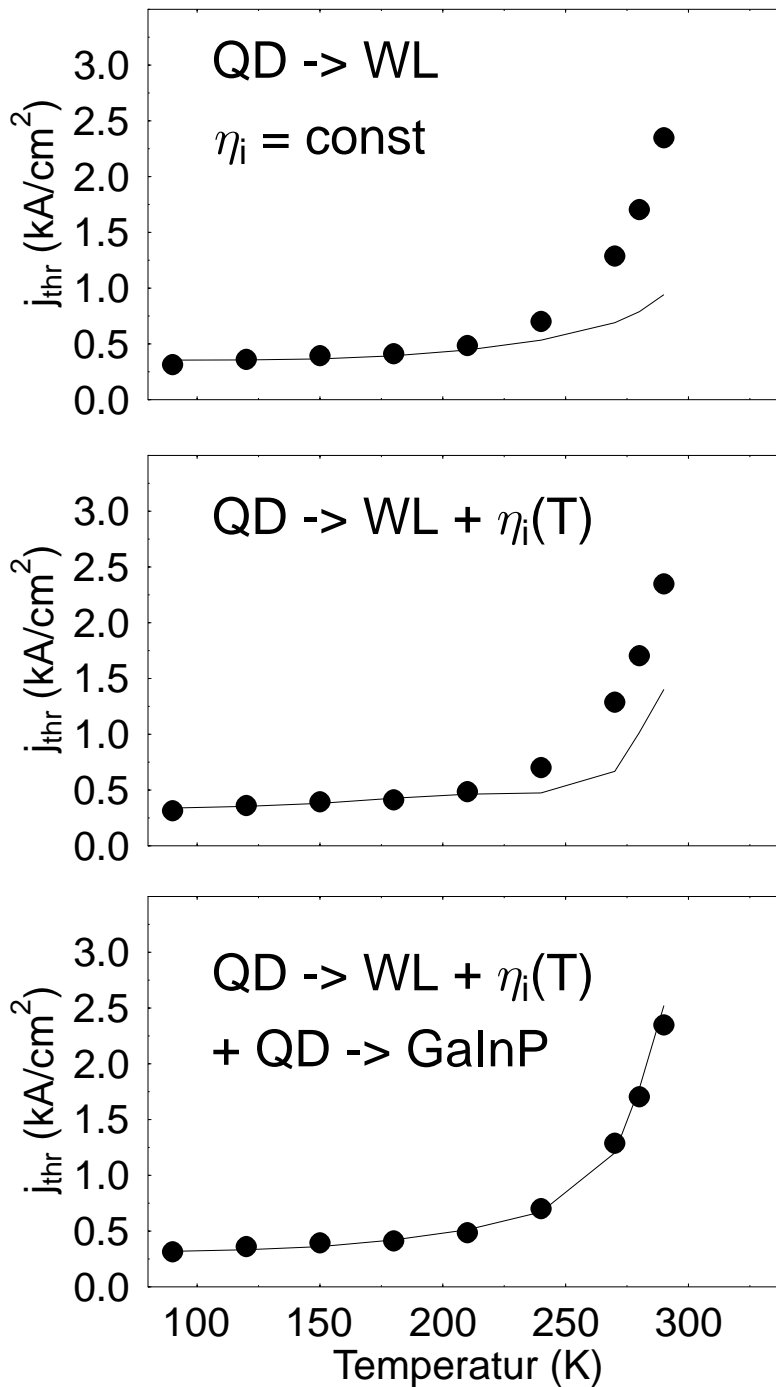


Abbildung 5.13: Anpassung der Schwellstromdichte. Im oberen Teilbild wurde lediglich die thermische Emission in die Benetzungsschicht berücksichtigt. Damit lässt sich der Temperaturbereich bis etwa 210 K nachvollziehen. Im mittleren Teilbild wurde zusätzlich die Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute in Betracht gezogen. Unten schließlich die vollständige Anpassung unter Berücksichtigung auch der thermischen Emission in den GaInP Wellenleiter.



dungsträger aus den Quantenpunkten in den GaInP Wellenleiter läßt sich die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte über den gesamten Temperaturbereich nachvollziehen.

Der der Anpassung letztendlich zugrundeliegende Zusammenhang lautet analog zu Gleichung 5.14:

$$j_{\text{thr}} = \frac{N_{\text{thr}} q}{\tau_r w L} \left( \frac{1}{\eta_i} + J_0 T \cdot \exp \left( -\frac{E_{WL} - h\nu}{2k_b T} \right) + J_1 T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left( -\frac{E_{\text{Barr.}} - h\nu}{2k_b T} \right) \right), \quad (5.27)$$

wobei nach Gln. 5.15 und 5.16 gilt

$$J_0 = \kappa \frac{(m_{2D,e}^* m_{2D,h}^*)^{\frac{1}{2}} V_d}{d_{WL} G_d \xi} \cdot \frac{k_b}{2\pi \hbar^2} \cdot \frac{\tau_r}{\tau_{sw}} \quad (5.28)$$

und

$$J_1 = \kappa \frac{(m_{3D,e}^* m_{3D,h}^*)^{\frac{3}{4}} V_d}{G_d \xi} \frac{b}{d_{WL}} \cdot \left( \frac{k_b}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\tau_r}{\tau_{rs}}. \quad (5.29)$$

Leckstrombeiträge zur Temperaturabhängigkeit werden dabei in der Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute mitberücksichtigt. Im Inset von Abbildung 5.14 ist die Emissionscharakteristik zweier Quantenpunktlaser (Einfachschichten) mit einer Resonatorlänge von 710  $\mu\text{m}$  und 1500  $\mu\text{m}$  dargestellt. Die Pfeile markieren die energetischen Abstände zur Benetzungsschicht und zum GaInP Wellenleiter. Die verwendeten effektiven Massen stammen aus Ref. [33, 160], das Volumen der InP Quantenpunkte haben wir zu  $1.2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3$  abgeschätzt und eine Flächenbedeckung von 8 % angenommen. Die Lebensdauer im Quantenpunkt liegt bei ungefähr 300 ps, solche Werte wurden als Ergebnis zeitaufgelöster Messungen bei tiefen Temperaturen berichtet [119, 170, 171]. Wir nehmen die Lebensdauer als temperaturunabhängig an, so wie man das für *ideale* Quantenpunkte erwarten würde. Der Entartungsgrad  $G_d$  wurde entsprechend der Laseremission den jeweiligen elektronischen Niveaus der Quantenpunkte zugeordnet, wobei aufgrund der Blauverschiebung jeweils das Niveau zugrunde

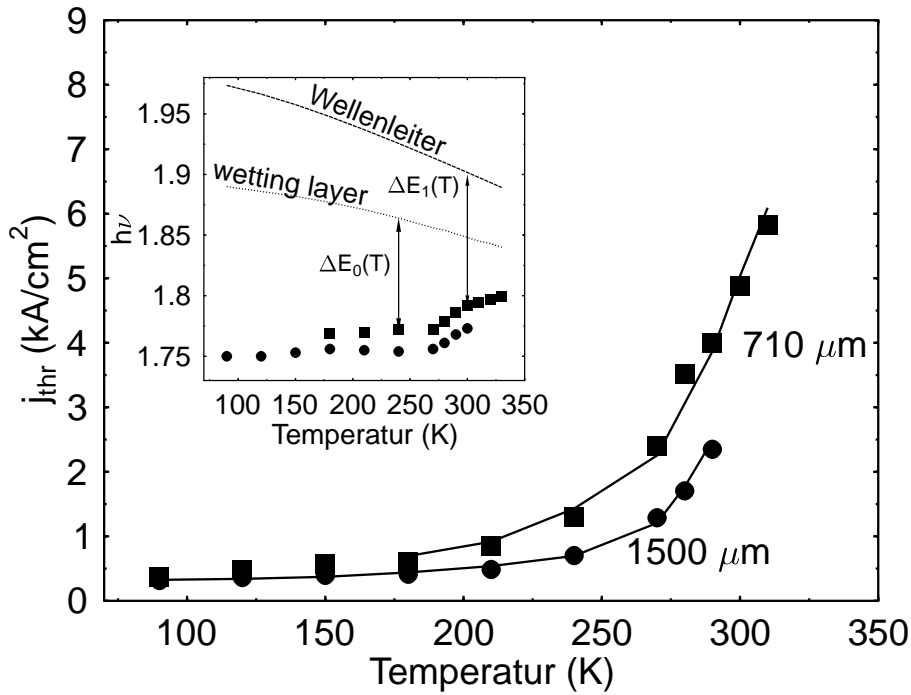


Abbildung 5.14: Schwellstromdichten zweier MOCVD Laser (DO2354) mit unterschiedlicher Resonatorlänge sowie die zugehörigen Anpassungen. Im Inset ist die jeweilige Emissionsenergie und der entsprechende energetische Abstand zur Benetzungsschicht bzw. zum GaInP Wellenleiter eingezeichnet.

gelegt wurde, auf dem der Laser in dem Temperaturbereich emittiert, in dem sich die Schwellstromdichte am stärksten ändert. Die Dicke der Benetzungsschicht liegt bei 1.1 nm ( $\hat{=}$  1.8 ML [86]). Die Laser in Abbildung 5.14 haben eine Wellenleiterbreite  $b = 130$  nm und intrinsische Verluste von  $8 - 10 \text{ cm}^{-1}$ . Im Mittel erhalten wir aus den Anpassungen die Lebensdauer in der Benetzungsschicht  $\tau_{sw} = 11 \pm 1$  ns sowie die Lebensdauer im GaInP Wellenleiter  $\tau_{rs} = 4.7 \pm 0.3$  ns. Wie man aus dem relativ hohen Wert für  $\tau_{sw}$  ersehen kann, scheint in diesem Fall die thermische Emission in die Benetzungsschicht als Ladungsträgerverlustkanal nur eine untergeordnete Rolle im Vergleich zur Emission in die GaInP Barriere zu spielen. Wie wir uns erinnern, lagen bei den MBE Lasern die Lebensdauern  $\tau_{sw}$  bei knapp 400 ps, was auf eine deutlich verminderte Materialqualität der Benetzungsschicht hindeutet. Thomas Frohnmeier hat im Rahmen seiner Diplomarbeit

GaInP/AlGaInP Wellenleiterstrukturen vergleichbarer Dimension untersucht und nichtstrahlende Lebensdauern im Wellenleiter aufgrund von Grenzflächenrekombination im Bereich von 5-10 ns gefunden [172]. Toda *et al.* berichteten von vergleichbaren Lebensdauern, abhängig allerdings auch von der Dotierung der Mantelschichten [173].

	DO2020	DO2353	DO2354	DO2355	DO2191
Typ	single	single	single	single	triple
$b$ [nm]	2x90	2x80	2x65	2x140	2x80 nm
$T_g$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	580	600	600	600	600-640
$\eta_i$ @ LT	32.5 %	21 %	20.0 %	30.3 %	47 %
$\tau_{\text{sw}}$ [ns]	$\sim 2.2$	$6 \pm 2$	$11 \pm 1$	$2.4 \pm 0.8$	*
$\tau_{\text{rs}}$ [ns]	$\sim 0.7$	$3.6 \pm 0.7$	$4.7 \pm 0.5$	$1.7 \pm 0.6$	$6 \pm 1$

Tabelle 5.2: MOCVD Laser mit den aus der Anpassung der Schwellstromdichte erhaltenen Lebensdauern  $\tau_{\text{sw}}$  und  $\tau_{\text{rs}}$ . (\* s. Text).

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Anpassungen an die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte für unterschiedliche Laserproben dargestellt. Bis auf die Probe DO2191 handelt es sich durchwegs um Laser mit einer Quantenpunktschicht als aktives Material. Die Probe DO2020 wurde im Gegensatz zu allen anderen Proben mit der auf das Quantenpunktwachstum optimierten Temperatur  $T_g = 580^{\circ}\text{C}$  gewachsen. Wie man deutlich erkennt, ist diese Temperatur wohl zu niedrig um eine optimale Qualität des GaInP Wellenleiters zu erreichen -  $\tau_{\text{rs}}$  haben wir zu lediglich 700 ps ermittelt. Bei den Proben, deren Wellenleiter bei  $580^{\circ}\text{C}$  gewachsen wurde, erhalten wir, abgesehen von der Probe DO2355,  $\tau_{\text{rs}}$  im Bereich von 3.6-6 ns. Die Probe DO2355 wurde zwar unmittelbar nach den beiden Proben DO2353/4 gewachsen, hat aber im Vergleich einen doppelt so breiten Wellenleiter. Leichte Probleme bei der Gitteranpassung würden bei einer nominell dickeren Schicht zu vermehrter Defektbildung führen, was eine Erklärung für die vergleichsweise niedrige Lebensdauer  $\tau_{\text{rs}} = 1.7$  ns sein könnte. Diese Annahme wird von Photolumineszenzmessungen unterstützt. Bei tiefen Temperaturen haben die Proben DO2353/4/5 vergleichbare PL-Intensitäten

während man bei Raumtemperatur für DO2355 im Vergleich eine um eine Größenordnung kleinere Intensität findet. Die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte mit den zugehörigen Anpassungen ist für die beiden Laser DO2354 und DO2355 in Abbildung 5.15 dargestellt. Die erhöhte nichtstrahlende Rekombinationsrate im GaInP Wellenleiter führt zu einer stärkeren Temperaturabhängigkeit der Schwelle für den Laser DO2355. Im Vergleich zu der MBE Probe mit  $\tau_{\text{sw}} \approx 400$  ps jedoch erweisen sich die beiden MOCVD Laser als deutlich temperaturunempfindlicher.

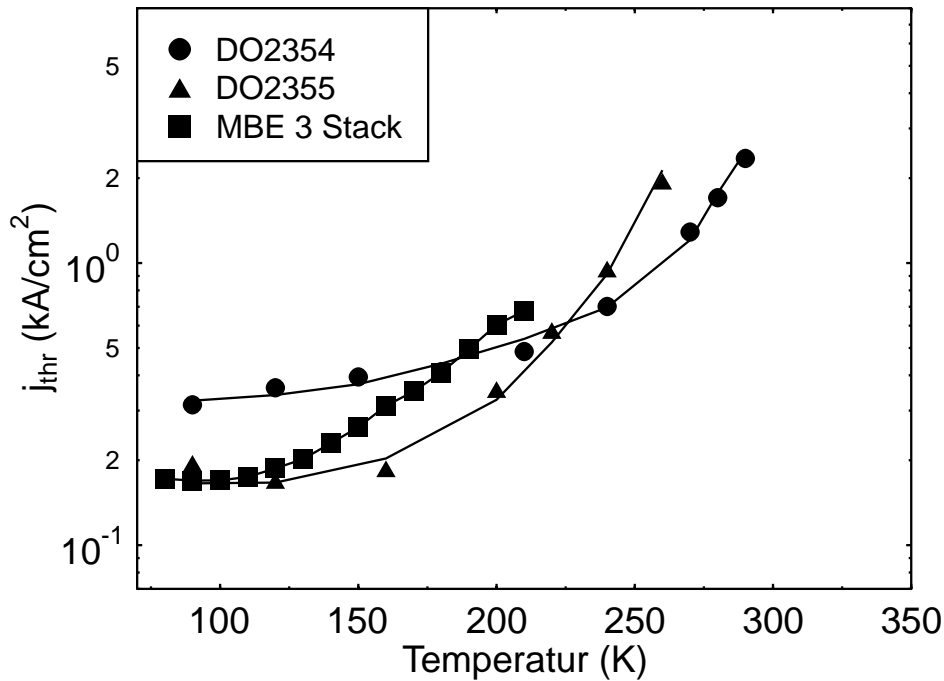


Abbildung 5.15: Schwellstromdichten der Laser DO2354 und DO2355 (mit gleicher Resonatorlänge) im Vergleich. Zusätzlich eingezeichnet ist auch die Schwellstromdichte eines MBE Dreifachstapels.

Die Probe DO2191 mit einer Dreifachschicht als aktives Material unterscheidet sich etwas von den anderen Lasern, analoges gilt auch für DO2175, eine Zweifachschicht, die hier nicht gezeigt ist.  $\tau_{\text{rs}}$  bestimmen wir zu etwa 6 ns in guter Übereinstimmung mit den Werten von DO2353/4. Allerdings gelingt es nicht, einen Wert für

$\tau_{\text{SW}}$  zu bestimmen - er muß größer als 30 ns gewählt werden, was zur Folge hat, daß der Term  $J_0$  aus Gl. 5.28, der die thermische Emission in die Benetzungsschicht berücksichtigt, keinen Einfluß mehr auf die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte hat. Betrachtet man

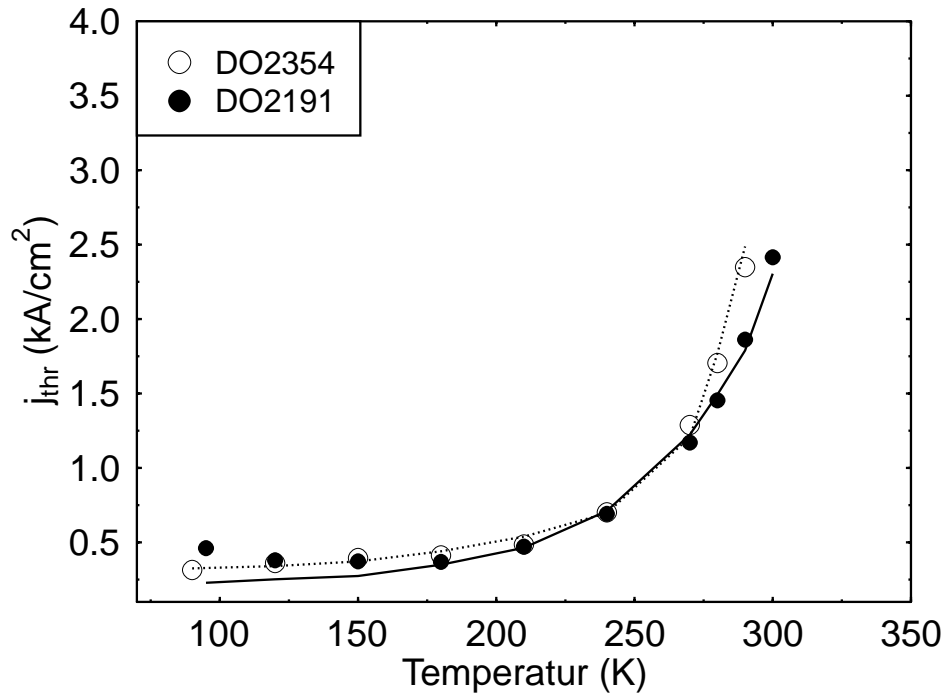


Abbildung 5.16: Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte des Dreierstapels (DO2191) im Vergleich zur Einfachschicht (DO2354).

den Verlauf der Schwellstromdichte über der Temperatur für diesen Laser im Vergleich zur Einfachschicht (DO2354) (Abb. 5.16), dann fällt auf, daß sich beide Laser jenseits von 200 K etwa ähnlich verhalten - die thermische Aktivierung der Ladungsträger in die GaInP Barriere beginnt das Temperaturverhalten zu bestimmen. Bei tiefen Temperaturen hingegen beobachten wir markante Unterschiede. Der Dreierstapel zeigt bis 180 K eine negative Temperaturcharakteristik, d.h. die Schwellstromdichte nimmt zunächst mit zunehmender Temperatur ab. Ähnliche Beobachtungen machten Zhukov *et al.* an InGaAs/GaAs Quantenpunkt-lasern [174]. Bei tiefen Temperaturen sind die Quantenpunkte zufällig besetzt und thermisch nicht gekoppelt (s. Abschnitt 3.2.2). Ein Rückgang

in der Schwellstromsichte mit zunehmender Temperatur läßt sich mit der Einstellung eines Quasi-Gleichgewichts im Quantenpunktensemble verstehen. Die laterale Kopplung innerhalb einer Quantenpunktschicht kann thermisch über die Benetzungsschicht erfolgen, was offensichtlich bereits bei Temperaturen um 100 K passiert ist, da eine negative Temperaturcharakteristik bei den Einfachschichten in dieser Form im betrachteten Temperaturbereich nicht beobachtet wird. Bei den Dreifachschichten allerdings befinden sich zwischen den Lagen der Quantenpunkte 10 nm dicke GaInP Barrieren, die die einzelnen Schichten entkoppeln - bei den MBE Laserstrukturen sind die Quantenpunkte in den einzelnen Schichten aufgrund dünnerer Barrieren gekoppelt [94]. Die (thermische) Kopplung über die GaInP Barrieren erfolgt im vorliegenden Fall wie man sieht erst bei höheren Temperaturen. Damit ist gerade in dem Temperaturbereich, der wesentliche Informationen zur Bestimmung von  $\tau_{\text{sw}}$  liefert, unser Ratenmodell für die Probe DO2191 nicht anwendbar, da von einem Quasi-Gleichgewicht im Quantenpunktensemble ausgegangen wurde. Aus diesem Grund ließ sich für diesen Laser  $\tau_{\text{sw}}$  nicht bestimmen.

Insgesamt können wir festhalten, daß unser Ratenmodell hervorragend in der Lage ist, die Schwellstromeigenschaften der untersuchten Quantenpunktlaser zu beschreiben. Die Identifikation der beteiligten Prozesse ist leicht möglich und erlaubt die Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauern in der Benetzungsschicht und im Wellenleiter. In Richtung Raumtemperatur ist die thermische Emission der Ladungsträger in Zustände des Wellenleiters der dominierende Ladungsträgerverlustprozeß.

Nun da wir die Beiträge zur Temperaturabhängigkeit der Schwelle identifiziert haben, können wir die Frage stellen, wie wir dem Ziel niedriger und temperaturunabhängiger Schwellen bei Quantenpunktlasern näher kommen können. Dieser Frage wollen wir den nächsten Abschnitt widmen.

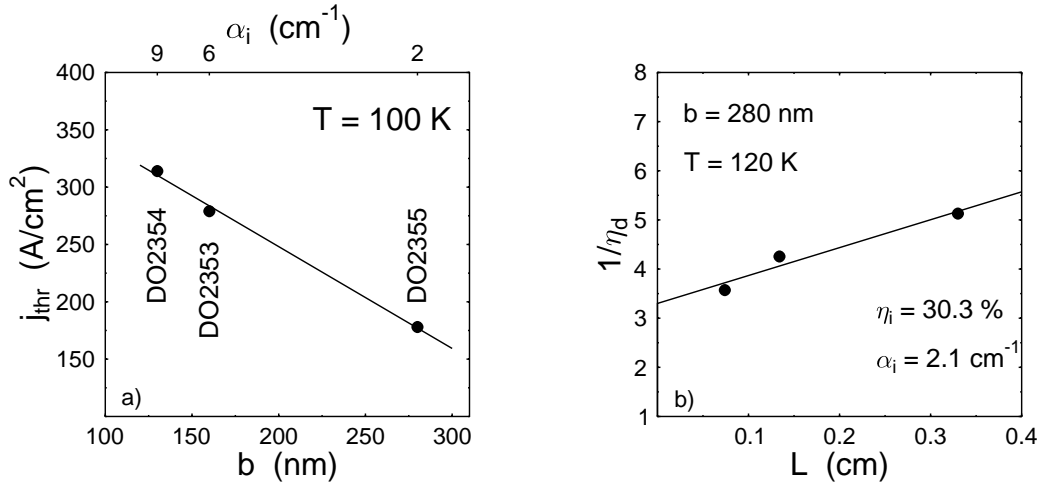


Abbildung 5.17: Schwellstromdichte für Laser mit unterschiedlichen Wellenleiterbreiten a). Die internen Verluste lassen sich aus der Auftragung der reziproken differentiellen Quantenausbeute  $\eta_d$  über der Resonatorlänge bestimmen b). Die aus dem linearen Fit erhaltenen intrinsischen Verluste liegen bei  $2.1 cm^{-1}$  (DO2355).

## 5.4 Der Weg zu niedrigen Schwellstromdichten

Wir haben in Kapitel 4 gesehen, daß gerade für die Quantenpunktlaser mit einer einzelnen Quantenpunktschicht die Devise gilt, die optischen Verluste  $\alpha$  so niedrig wie möglich zu halten, um Sättigungseffekte zu vermeiden und damit möglichst niedrige Schwellstromdichten zu erreichen. In Abbildung 5.17 ist die Minimierung der internen Verluste  $\alpha_i$  anhand dreier Laser mit unterschiedlicher Wellenleiterbreite  $b$  aber gleicher Resonatorlänge  $L$  demonstriert. Mit zunehmendem  $b$  verringern sich die internen Verluste (s. Kapitel 2) und die Schwellstromdichte nimmt entsprechend deutlich ab. Die internen Verluste werden aus der Abhängigkeit  $1/\eta_d(L)$  nach Gl. 5.19 bestimmt (Teilbild b)).

Neben den internen Verlusten sind auch die Spiegelverluste  $\alpha_m$  zu beachten. Diese werden unter sonst gleichen Bedingungen durch die Resonatorlänge  $L$  bestimmt. In Abbildung 5.18 ist zu sehen wie man durch sukzessive Verlängerung des Resonators die Schwellstromdichte senken kann. Extrapoliert auf einen unendlich langen Resonator erhielten wir eine Schwellstromdichte von  $48 A/cm^2$ . Neben der Möglichkeit, den Resonator beliebig zu verlängern, womit man zwar die Schwellstromdichte

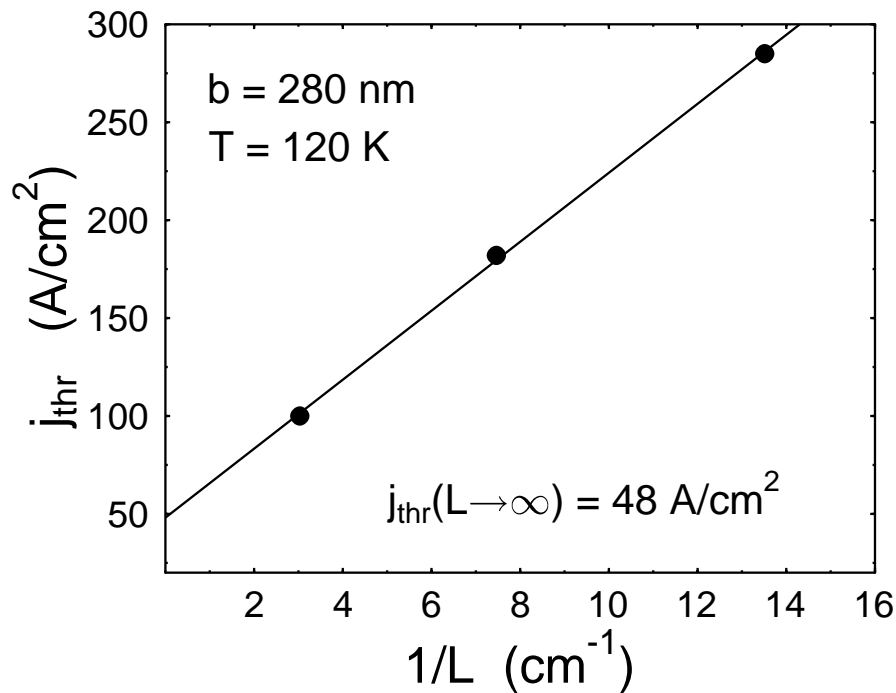


Abbildung 5.18: Schwellstromdichte über reziproker Resonatorlänge für den Laser mit  $b=280 \text{ nm}$ .

senkt aber hohe Absolutströme aufbringen muß, besteht die Alternative, durch dielektrische Verspiegelung der Laserfacetten die Auskoppelverluste auch bei kurzen Resonatoren sehr klein zu machen [19]. Unglücklicherweise sind aber gerade mit Blick auf hohe Modulationsbandbreiten kurze Resonatoren mit hohen Auskoppelverlusten wünschenswert (s. Kapitel 6). Daher sind Resonatorlängen im Bereich 0.5-1 cm zwar gut geeignet, um die niedrigen Schwellstromdichten zu demonstrieren, die man von Quantenpunktlasern erwartet, ob dies allerdings die Grundlage einer tatsächlichen Anwendung sein kann wird sich noch zeigen müssen.

Wie wir wissen wird über die gesamten optischen Verluste die Emissionsenergie der Laser bestimmt. Für den Laser DO2355 ist dies in Abbildung 5.19 a) demonstriert. Nicht nur die Emissionsenergie sondern auch deren Temperaturabhängigkeit unterliegt den Gesamtverlusten, da man darüber einstellen kann, in welchem Maße eine sättigungsverursachte Blauverschiebung der Laseremission mit zunehmender Temperatur auftritt. Die Temperaturabhängigkeit der Emissionsenergie hat aber, wie



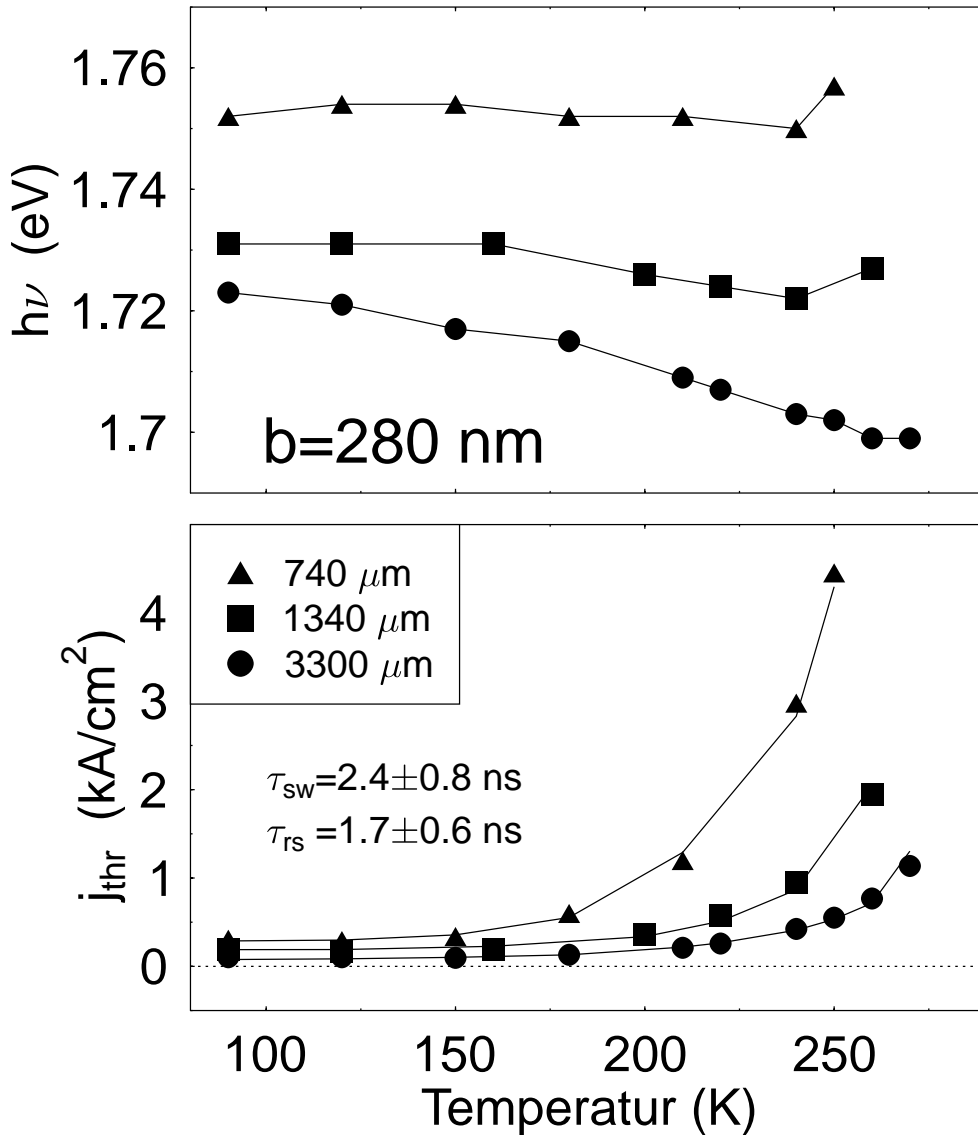


Abbildung 5.19: Emissionsenergie für Einfachschichten mit  $b = 280$  nm (oberes Teilbild) und die jeweiligen Schwellstromdichten mit den aus der Anpassung erhaltenen Lebensdauern  $\tau_{\text{sw}}$  und  $\tau_{\text{rs}}$ .

im vorangegangenen Abschnitt diskutiert, unmittelbare Konsequenzen auf die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte (Abbildung 5.19 b)). Bei kürzeren Lasern bringt die Blauverschiebung dann eine stärker temperaturabhängige Schwellstromdichte mit sich was absolut gesehen zu höheren Schwellen nahe Raumtemperatur führt.

In Ansätzen läßt sich die Sättigung durch den Einsatz gestapelter Quantenpunkte wie bei der Probe DO2191 vermeiden. Bei einer Resonatorlänge von  $940\text{ }\mu\text{m}$  ließ sich damit bei Raumtemperatur eine Schwellstromdichte von  $1.9\text{ kA/cm}^2$  erreichen, was unter den Werten liegt, die von rot-emittierenden Quantenpunktlasern im InAlAs/AlGaAs System berichtet wurden ( $4.5\text{ kA/cm}^2$ ) [175].

Wir können also festhalten: Um einen Quantenpunktlaser mit niedriger Schwellstromdichte zu bauen, müssen die optischen Verluste drastisch reduziert werden. Die niedrigsten Schwellstromdichten ( $j_{\text{thr}} = 100\text{ A/cm}^2$ ) erreichten wir bei tiefen Temperaturen für einen Laser mit  $3.3\text{ mm}$  Resonatorlänge und  $\alpha_i = 2\text{ cm}^{-1}$ . Für Quantenfilmlaser [176] haben wir bei  $T = 100\text{ K}$  Schwellstromdichten um  $170\text{ A/cm}^2$  gefunden - dazu aber im nächsten Abschnitt mehr.

In Richtung Zimmertemperatur werden zwei Dinge ausschlaggebend. Zum einen ist natürlich die Materialqualität in der Benetzungsschicht und im Wellenleiter zu optimieren, zum anderen muß aber auch die Barriere für die thermische Emission von Ladungsträgern aus den Quantenpunkten erhöht werden. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt sind dies noch zwei sich ausschließende Bedingungen, da eine Erhöhung der Bandlücke im Wellenleiter die Verwendung von quaternärem Al-haltigem Material bedingt. Offensichtlich wird dadurch die optische Qualität der Quantenpunkte stark geschädigt [86], so daß bis heute kein funktionierender InP Quantenpunktlaser mit AlGaInP Wellenleiter vorgestellt werden konnte.

## 5.5 Vergleich mit Quantenfilmlasern

Unter welchen Voraussetzungen kann ein Quantenpunktlaser eine geringere Schwellstromdichte als ein vergleichbarer Quantenfilmlaser haben? Rechnungen von Asada *et al.* für einen GaAs/AlGaAs Quantenpunktlaser haben im Vergleich zu einem Quantenfilmlaser eine um fast eine Größenordnung niedrigere Schwellstromdichte, bei gleicher Resonatorlänge, ergeben (s. Abb. 5.20). Dabei wurde eine Inhomogenität in der Quantenpunktgröße allerdings nicht in Betracht gezogen. Die homogene Verbreiterung lag bei etwa  $13\text{ meV}$ , was bei Raumtemperatur

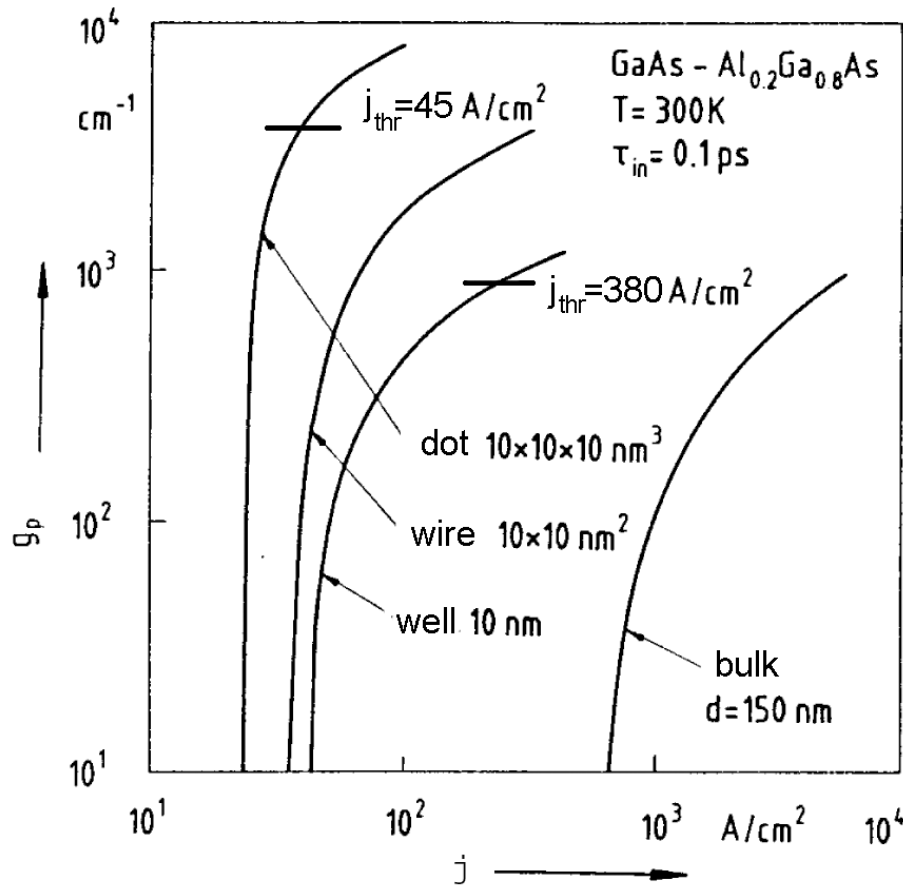


Abbildung 5.20: Optische Verstärkung als Funktion der Stromdichte für Laser basierend auf aktivem Material unterschiedlicher Dimensionalität [10]. Als Vergleich sind die Schwellstromdichten für einen 400  $\mu$ m langen Quantenpunkt- bzw. Quantenfilmlaser eingezeichnet.

ein durchaus realistischer Wert ist (s. Abschnitt 3.2.1). Die Flächenbedeckung mit Quantenpunkten betrug  $\xi = 25$  %.

Nach den Überlegungen in den Abschnitten 3.2.1 und 4.1 gilt für die optische Verstärkung und die spontane Emission im spektralen Maximum eines Quantenpunktensembles:

$$g = \text{const.} \cdot \frac{N_d}{\Gamma_0} \cdot (2P - 1) \quad (5.30)$$

bzw.

$$R_{sp} \sim \frac{N_d}{\Gamma_0} P^2, \quad (5.31)$$

wobei  $P = N_q/2N_d wL$ , mit den üblichen Bedeutungen der Variablen. *const.* folgt aus Gl. 4.6. Wir nehmen lediglich ein lokalisiertes Niveau an. Bei gegebenen optischen Verlusten  $\alpha$  und einer Verbreiterung  $\Gamma_0$  folgt dann aus Gl. 5.30 an der Schwelle:

$$P_{\text{thr}} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\alpha \Gamma_0}{\text{const.} N_d} \right). \quad (5.32)$$

Für den Schwellstrom ergibt sich unter Vernachlässigung von Leckströmen und Rekombination in den Barrieren:

$$I_{\text{thr}} \sim R_{\text{sp}} \sim \frac{1}{4} \frac{N_d}{\Gamma_0} \left( 1 + \frac{\alpha \Gamma_0}{\text{const.} N_d} \right)^2. \quad (5.33)$$

Sucht man das Minimum von  $I_{\text{thr}}$  dann findet man:

$$N_d^{\text{opt}} = \text{const.} \alpha \Gamma_0. \quad (5.34)$$

Es gibt also eine optimale Flächendichte  $N_d^{\text{opt}}$ , für die der Schwellstrom minimal wird. Eine weitere Steigerung von  $N_d$  erhöht zwar den Füllfaktor und die Sättigungsverstärkung  $g_{\text{mod,sat}}$ , wodurch  $P_{\text{thr}}$  verringert wird, gleichzeitig steigt aber  $R_{\text{sp}}$  entsprechend an. Gleichung 5.34 hat allerdings nach Gleichung 5.32 zur Folge, daß gilt:

$$P_{\text{thr}} = 1. \quad (5.35)$$

Das bedeutet eine komplette Sättigungsbesetzung der Quantenpunkte. Dieses gefundene Optimum gilt nicht mehr wenn wir die Rekombination in den Barrieren mitberücksichtigen. In diesem Fall verschiebt sich  $N_d^{\text{opt}}$  zu deutlich höheren Werten [146], da eine zunehmende Besetzung des Quantenpunktes nach Gl. 5.5 zu einer Behinderung des Ladungsträgerreinfangs und zu einer zunehmenden Besetzung der Barrieren und damit einer erhöhten Rekombination in den Barrieren führt.

Solange aber  $\alpha \Gamma_0$  hinreichend klein ist, so daß seitens der Epitaxie  $N_d^{\text{opt}}$  eingestellt werden kann, wird der Quantenpunktlaser einen niedrigeren Schwellstrom haben als ein vergleichbarer Quantenfilmlaser mit seiner unnötig höheren modalen Sättigungsverstärkung und damit höheren Transparenzdichte. Ist die Quantenpunktdichte im Quantenpunktlaser

so groß, daß die Sättigungsverstärkung der eines vergleichbaren Quantenfilmlasers entspricht, dann kann er nur im Fall einer geringeren Verbreiterung, verglichen mit dem Quantenfilmlaser, einen niedrigeren Schwellstrom haben [95].

Da seitens der Epitaxie  $N_d$  nach oben und  $\Gamma_0$  nach unten begrenzt ist, wird die Domäne der Quantenpunktlaser bei hinreichend niedrigen optischen Verlusten liegen. Mit zunehmenden optischen Verlusten wird Sättigung und Laseremission aus höheren angeregten Zuständen auftreten, verbunden mit einem deutlichen Anstieg im Schwellstrom.

Bezüglich der Homogenität der Quantenpunkte besteht allerdings noch Optimierungspotential beispielsweise durch optimiertes Stapeln und den Einsatz von sogenannten *seeding-layers* [94, 177, 178]. Eine kleinere homogene Linienbreite wird durch eine Erhöhung des Einschlußpotentials aufgrund unterdrückter Ladungsträger-Ladungsträger Streuung mit thermisch in die Benetzungsschicht angeregten Ladungsträgern in Aussicht gestellt [179].

Im Materialsystem InGaAs/GaAs konnten bereits Quantenpunktlaser vorgestellt werden, deren Schwellstromdichte bei Raumtemperatur unterhalb der niedrigsten Werte liegt, die jemals für Quantenfilmlaser berichtet wurden. Bei Raumtemperatur liegen besagte Schwellstromdichten bei  $20 \text{ A/cm}^2$ , allerdings wurden dabei entweder Laser mit sehr langen Resonatoren (7.8 mm) [180] bzw. hochreflektierend beschichteten Facetten [19] verwendet. Wie im vorhergehenden Abschnitt ausgeführt, ist es gerade im Fall der Quantenpunktlaser von großer Bedeutung, die optischen Verluste sehr niedrig zu halten, um Sättigungseffekte zu vermeiden und niedrige Schwellen zu erreichen. In Abbildung 5.21 ist ein Vergleich der Schwellstromdichten eines Quantenpunktlasers und eines bei vergleichbarer Wellenlänge emittierenden Quantenfilmlasers dargestellt [176]. Wie man sehr gut erkennen kann hat in diesem Vergleich der Quantenpunktlaser bei Resonatorlängen über 2 mm eine niedrigere Schwellstromdichte als der Quantenfilmlaser. Extrapoliert man die Schwelle auf einen Laser ohne Auskoppelverluste (unendlich langer Resonator, oder 100 % Spiegelreflektivität), so erhalten wir für den Quantenpunktlaser eine Schwellstromdichte von  $323 \text{ A/cm}^2$ , etwa

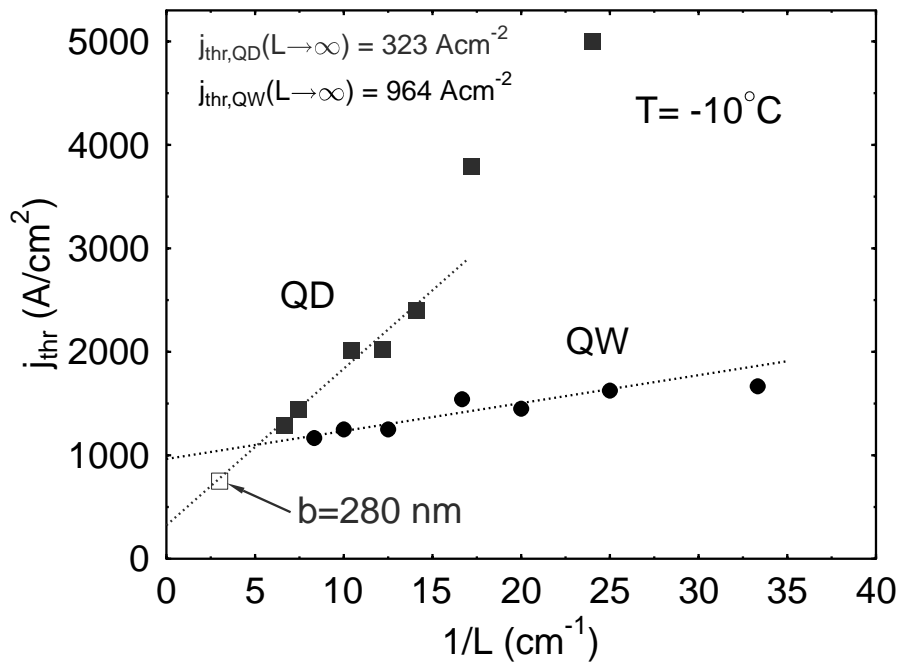


Abbildung 5.21: Schwellstromdichte in Abhängigkeit der Resonatorlänge für einen Quantenpunktlaser (DO2354) im Vergleich zu einem Quantenfilmlaser (670 nm).

ein drittel so groß wie die für den Quantenfilmlaser erwartete. Man sollte noch hinzufügen, daß die niedrigsten Schwellstromdichten (nahe Raumtemperatur) für rot-emittierende Kantenemitter bei  $180 \text{ A/cm}^2$  liegen [160] und damit gut halb so groß wie unser für den Quantenpunktlaser extrapolierte Wert. Man darf dabei allerdings nicht vergessen, daß die Anfangszeit der “roten” Quantenfilmlaser [181] nun schon mehr als ein Jahrzehnt zurückliegt, während bei den “roten” Quantenpunktlasern die Entwicklung gerade erst beginnt, und wie wir gesehen haben ist noch reichlich Verbesserungspotential vorhanden.

Die Frage nach den Absolutwerten der Schwelle bei Raumtemperatur ist natürlich eng an die Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte geknüpft. Zum Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte unterschiedlicher Halbleiterlaser verwendet man üblicherweise als Güteparameter die charakteristische Temperatur  $T_0$ , die man wie folgt

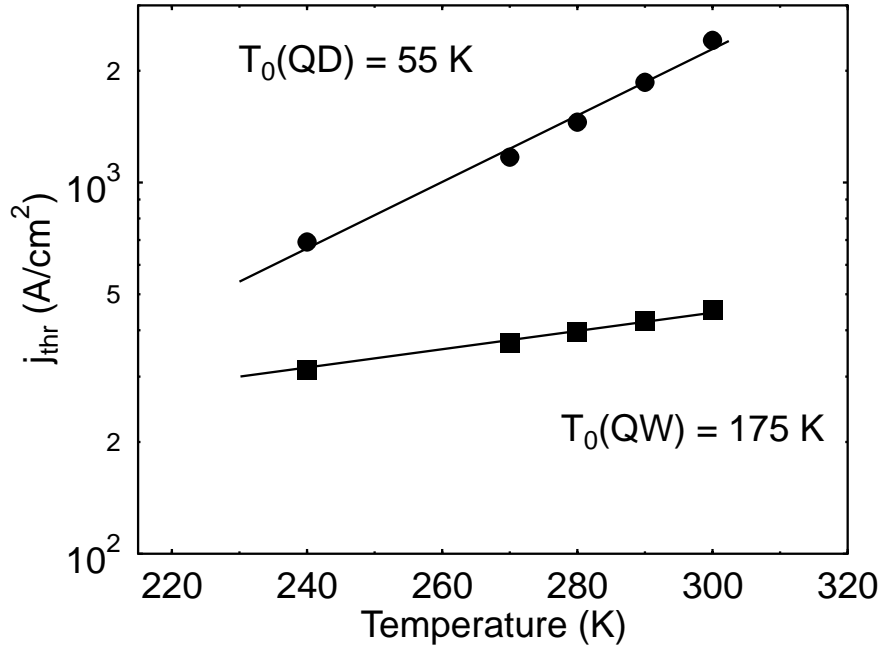


Abbildung 5.22: Schwellstromdichte in Abhängigkeit Temperatur für einen Quantenpunktlaser im Vergleich zu einem Quantenfilmlaser (690 nm).

definiert:

$$j_{\text{thr}}(T) = j_{\text{thr}}(T^*) \exp\left(\frac{T - T^*}{T_0}\right), \quad (5.36)$$

wobei  $T^*$  die Temperatur angibt, in deren Nähe die Temperaturabhängigkeit interessiert. In unserem Fall wählen wir  $T^*$  nahe Zimmertemperatur. In Abbildung 5.22 vergleichen wir einen Quantenpunktlaser mit einem Quantenfilmlaser ( $\lambda = 690 \text{ nm}$ ) bezüglich dieser Fragestellung. Nahe Raumtemperatur hat der Quantenfilmlaser eine charakteristische Temperatur  $T_0$  von 175 K mit einer Schwellstromdichte bei 293 K von  $430 \text{ A/cm}^2$ . Unser bester Quantenpunktlaser - ein Laser mit 3 Quantenpunktschichten (MOCVD) - hingegen weist hier ein  $T_0$  von lediglich 55 K auf. Seine Schwellstromdichte bei 293 K beträgt  $1.9 \text{ kA/cm}^2$ .

Mag also der Vergleich zwischen Quantenpunkt- und Quantenfilmlaser ( $T_0 \approx 200 \text{ K}$ ) in diesem Wellenlängenbereich bei tiefen Temperaturen noch zugunsten des Quantenpunktlasers ( $T_0 > 500 \text{ K}$ ) ausfallen, so macht sich der mangelnde Ladungsträgereinschluß bei den Quanten-

punkten in einer starken Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte bei höheren Temperaturen bemerkbar, und die ursprünglich gehegten Erwartungen auf eine nahezu temperaturunabhängige Schwelle werden dadurch zunichte gemacht. Bei dem diskutierten Quantenpunktlaser beträgt der energetische Abstand der Emissionsenergie  $h\nu$  zur Benetzungsschicht und zum GaInP Wellenleiter bei Raumtemperatur nur ungefähr 90 meV bzw. 150 meV. Bei dem Quantenfilmlaser ist das Einschlußpotential mit 258 meV Energiedifferenz zum  $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{InP}$  Wellenleiter bedeutend größer. Die Fragestellung wird also sein, ob sich, sei es per MOCVD oder MBE, InP Quantenpunkte mit hoher optischer Qualität auch in aluminiumhaltiger Matrix herstellen lassen - bisher ist dies für Laseranwendungen nicht geglückt. Auch die Verwendung quasiquaternärer kurzperiodiger Übergitter als Wellenleiternmaterial brachte nur Laserstrukturen hervor, deren Charakteristika von unzulänglicher Materialqualität geprägt waren [65].



## Kapitel 6

# Modulationsdynamik

Mit dem großflächigen Einzug des Internet und der Mobiltelefonie in die Haushalte ist in den letzten Jahren auch die Nachfrage nach Komponenten für die Kommunikations-Infrastruktur dramatisch angestiegen. Hier steht vor allem die Datenübertragung per Lichtwellenleiter (LWL) im Vordergrund. Hierfür sind möglichst verlustfreie Signalübertragung und hohe Bandbreiten gefragt. Für Langstreckenkommunikation (Transatlantikleitungen, nationale Backbones) stellen vor allem Glasfaserkabel und Halbleiterlaser, die bei  $1.3\ \mu\text{m}$  und  $1.55\ \mu\text{m}$  emittieren, die erste Wahl dar. In lokalen Netzwerken (LAN) sowie in der Automobil- und Luftfahrtindustrie gewinnen aus Kostengründen Kunststofffasern zur Informationsübertragung zunehmend an Bedeutung. Diese Fasern haben ihre optimalen Übertragungseigenschaften im sichtbaren Spektralbereich [182]. Als Lichtquellen kommen dabei sowohl Leuchtdioden (LEDs) als auch Laser (z.B. die in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunktlaser) in Frage.

In diesem Kapitel werden die dynamischen Eigenschaften der InP/GaInP QP-Laser untersucht. Die dazu durchgeführten Messungen erlauben es, die Übertragungseigenschaften der Laser sowie deren maximal mögliche Modulationsbandbreite zu bestimmen. Im Zentrum des physikalischen Interesses steht dabei die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dn}$ , also die Abhängigkeit der optischen Verstärkung von der Ladungsträgerdichte. Gerade von der atomartigen, diskreten Zustandsdichte bei Quantenpunk-

ten verspricht man sich im Vergleich zu anderen höherdimensionalen aktiven Materialien eine besonders hohe differentielle Verstärkung und damit hohe Modulationsbandbreiten [10, 11]. Für In(Ga)As/GaAs Quantenpunktlaser wurden Werte für die differentielle Verstärkung von  $7 \cdot 10^{-14}$  bis  $2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$  berichtet [82, 183], und lägen damit 2-4 Größenordnungen höher als die für vergleichbare Quantenfilmlaser [184]. Interessanterweise erreichen diese Laser bei Raumtemperatur jedoch lediglich mittelmäßige Modulationsbandbreiten von etwa 10 GHz, was durch eine im Vergleich zu Quantenfilmlasern deutlich erhöhte Verstärkungskompression, resultierend aus einem bei Quantenpunktlasern stark behinderten Ladungsträgereinfang, begründet wird.

## 6.1 Theoretischer Zugang - Ratengleichungen

Wie schon bei der Diskussion der stationären Eigenschaften unserer Quantenpunktlaser werden wir auch die Dynamik mit einem System gekoppelter Ratengleichungen beschreiben. Wir beschränken uns dabei der Einfachheit halber auf zwei Differentialgleichungen, von denen die eine die Zeitabhängigkeit der Ladungsträgerdichte  $n$  im aktiven Material und die andere die Dynamik der Photonendichte  $s$  einer longitudinalen Resonatormode beschreibt. Dieses Vorgehen ist dann gerechtfertigt, wenn die Zeitskala, auf der wir die Dynamik des Lasers betrachten deutlich größer ist als die typische effektive Einfangzeit der Ladungsträger  $\tau_{\text{cap}}$  in die Quantenpunkte:  $\tau_{\text{cap}} \ll 1/2\pi f$ . Dabei sei  $f$  eine typische Resonanzfrequenz im System. Auf Abweichungen von dieser Bedingung und die sich dann ergebenden Konsequenzen werden wir weiter unten eingehen. Somit lauten also die entsprechenden Ratengleichungen wie folgt:

$$\frac{dn}{dt} = G - v_g s g(n, s) - R(n) \quad (6.1)$$

$$\frac{ds}{dt} = \tilde{\Gamma} v_g s g(n, s) - \alpha v_g s + \tilde{\Gamma} \bar{\beta} \frac{n}{\tau_s} \quad (6.2)$$

Hierbei bedeutet  $G$  die Generationsrate der Ladungsträger, die von den Quantenpunkten aus dem umgebenden Material (Benetzungsschicht,

GaInP-Wellenleiter) eingefangen werden.  $v_g s g(n, s)$  gibt die Rate der stimulierten Emission an, wobei  $v_g$  die Gruppengeschwindigkeit der Mode im Wellenleiter und  $g(n, s)$  die optische Verstärkung angeben.  $R(n)$  gibt die Rate der Ladungsträgerverluste durch strahlende spontane und nicht-strahlende Rekombination, und  $\alpha v_g s$  die Photonverluste, durch Auskopplung durch die Spiegel ( $\alpha_{mir}$ ) und intrinsische Wellenleiterverluste ( $\alpha_i$ ) an. Die Spiegelverluste lassen sich aus der Reflektivität  $R$  der Laserfacetten und der Resonatorlänge  $L$  ermitteln. Kennt man den effektiven Brechungsindex  $n_{eff} = c/v_g$  der Lasermode, dann gilt:

$$R = \frac{(n_{eff} - 1)^2}{(n_{eff} + 1)^2} \quad \text{und} \quad \alpha_{mir} = -\frac{1}{L} \cdot \ln(R) \quad (6.3)$$

Die Zunahme der Photonendichte durch spontane Rekombination in (6.2) wird durch den Term  $\tilde{\Gamma} \bar{\beta} \frac{n}{\tau_s}$  berücksichtigt. Eine Besonderheit im Fall der QP-Laser stellt der Parameter  $\tilde{\Gamma}$  dar. Im Quantenfilm hätten wir schlicht  $\tilde{\Gamma} = \Gamma$ , den optischen Füllfaktor. Im QP-Laser hingegen gilt  $\tilde{\Gamma} = \xi \cdot \Gamma$ , wobei  $\xi$  angibt welcher Anteil der aktiven Schicht tatsächlich mit Quantenpunkten bedeckt ist.

Die Linearisierung von  $g(n, s)$  in  $n$  und  $s$  liefert

$$g(n, s) = \frac{dg}{dn} \cdot (n - n_{tr}) \cdot (1 - \epsilon s), \quad (6.4)$$

worin  $\frac{dg}{dn}$  die differentielle Verstärkung ist und  $n_{tr}$  die Ladungsträgerdichte angibt, bei der die Mode weder Absorption noch Verstärkung durch das aktive Material erfährt - man nennt sie Transparenzdichte.  $\epsilon$  bezeichnet den nichtlinearen Verstärkungskoeffizienten, der bei hohen Photonendichten eine Abnahme der optischen Verstärkung bewirkt, deren Ursachen unter anderem spektrales Lochbrennen und Ladungsträgererwärmung sein können [185].

Generell ist nur eine numerische Lösung der Ratengleichungen (6.1,6.2) möglich. Ein Weg zu einer analytischen Lösung führt über die sogenannte Klein-Signal-Näherung. Dazu betrachten wir zunächst einen stationären Zustand des Lasers, d.h.:

$$\frac{dn}{dt} = 0, \quad \frac{ds}{dt} = 0 \quad \text{mit} \quad n = n_0, \quad s = s_0 \quad (6.5)$$

Diesen Zustand wollen wir nun einer kleinen Störung unterziehen ( $s = s_0 + \delta s, n = n_0 + \delta n$ ), womit man dann linearisierte Ratengleichungen für die Störungen  $\delta s$  und  $\delta n$  erhält:

$$\begin{aligned} \dot{\delta n} = & -(v_g \frac{dg}{dn} s_0 (1 - \epsilon s_0) + \frac{\partial R(n_0)}{\partial n}) \delta n - \\ & - v_g g(n_0) (1 - 2\epsilon s_0) \delta s \end{aligned} \quad (6.6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\delta s} = & (\tilde{\Gamma} v_g \frac{dg}{dn} s_0 (1 - \epsilon s_0) + 2\tilde{\Gamma} \bar{\beta} B n_0) \delta n - \\ & - (\tilde{\Gamma} v_g g(n_0) (1 - 2\epsilon s_0) + \alpha v_g) \delta s \end{aligned} \quad (6.7)$$

Diese Gleichungen beschreiben ein gedämpftes harmonisches System, welches in Folge einer kleinen Störung über gedämpfte Schwingungen der Form

$$s(t) = s_0 + \delta s e^{(\pm i\omega - \frac{\gamma}{2})t} \quad (6.8)$$

in seinen stationären Zustand zurückkehrt. Für die Frequenz  $\omega$  und die Dämpfung  $\gamma$  erhält man näherungsweise:

$$\gamma = \frac{\partial R(n_0)}{\partial n} + v_g s_0 \left( \frac{dg}{dn} (1 - \epsilon s_0) + \frac{\epsilon \alpha}{1 - \epsilon s_0} \right) + \frac{\tilde{\Gamma} \bar{\beta} n_0}{\tau_s s_0} \quad (6.9)$$

$$\omega_{res}^2 = \omega^2 + \frac{\gamma^2}{4} = v_g^2 s_0 \alpha \frac{dg}{dn} (1 - \epsilon s_0) \quad (6.10)$$

Wobei man  $\omega_{res}$  als Resonanzfrequenz des Systems bezeichnet - eigentlich ist es die Eigenfrequenz des Systems. Die Fourier-Transformation von (6.8) liefert die Übertragungsfunktion  $s(\omega)$ :

$$s(\omega) = \frac{Const.}{\omega_{res}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \cdot A(\omega) \quad (6.11)$$

$s(\omega)$  hat die Charakteristik eines Tiefpaß zweiter Ordnung (Abb. 6.1(b)), ihr Maximum liegt bei der Frequenz  $\sqrt{\omega_{res}^2 - \frac{\gamma^2}{2}}$ .  $A(\omega)$  gibt den Frequenzverlauf einer Anregung an, der, etwa bei Messungen, leicht absepariert werden kann. Sollte der Fall auftreten, daß der Ladungsträgereinfang oder der Transport im Wellenleiter eine Beschränkung für die Dynamik

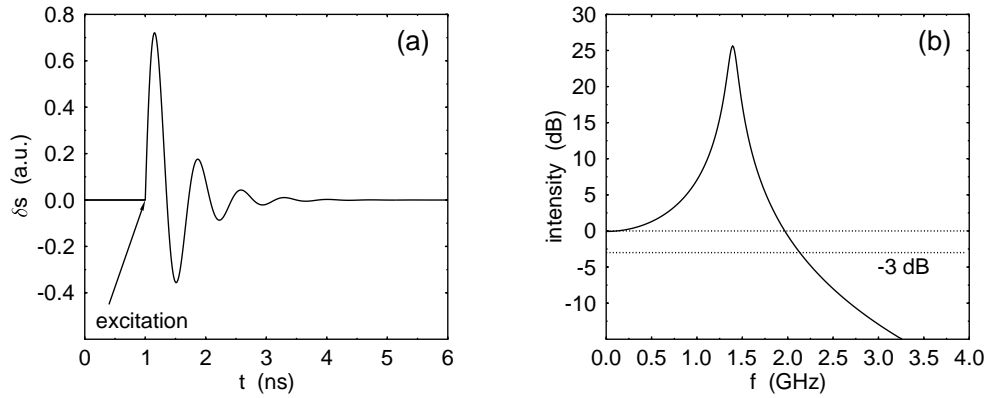


Abbildung 6.1: *Relaxationsoszillationen eines Lasers in Folge einer kleinen Störung seines stationären Betriebs (a) und die entsprechende Übertragungsfunktion (b)*

darstellt, so äußert sich dies in einer Überlagerung der Übertragungsfunktion  $s(\omega)$  durch einen zusätzlichen Tiefpass [186]:

$$s(\omega) \rightarrow s(\omega) \cdot \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{cap}}} \quad (6.12)$$

Fragt man nach der Modulationsbandbreite eines Lasers, dann gibt man typischerweise die Frequenz  $f_{-3\text{ dB}} = \omega_{-3\text{ dB}}/2\pi$  an, bei der  $|s(\omega)|^2$  auf die Hälfte des Werts von  $|s(0)|^2$  abgefallen ist. In (Abb. 6.1 (b)) lässt sich  $f_{-3\text{ dB}}$  aus dem Schnittpunkt der Übertragungsfunktion mit der eingezeichneten  $-3\text{ dB}$  Linie direkt ablesen. Von großer Bedeutung ist nun noch die für einen gegebenen Laser maximal erreichbare Modulationsbandbreite  $f_{-3\text{ dB}}^{\text{max}}$ . Da die Dämpfung  $\gamma$  linear mit der Photonendichte steigt während die Resonanzfrequenz  $f_{\text{res}}$  nur mit  $\sqrt{s}$  zunimmt, lässt sich ein Maximum von  $f_{-3\text{ dB}}$  über  $s$  erwarten. Olshansky *et al.* haben die experimentell gefundene Proportionalität  $\gamma \sim f_{\text{res}}^2$  verwendet, um den  $K$ -Faktor als Proportionalitätsfaktor einzuführen [187, 188]:

$$K = \frac{(2\pi)^2}{v_g} \left( \frac{\epsilon}{\frac{dg}{dn}} + \frac{1}{\alpha} \right) \quad (6.13)$$

Unter Verwendung von (6.11) erhält man nach kurzer Rechnung:

$$f_{-3\text{ dB}}^{\text{max}} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{K} \quad (6.14)$$

Die maximale Modulationsbandbreite  $f_{-3\text{ dB}}^{\text{max}}$  ist demnach umgekehrt proportional zum  $K$ -Factor. Für schnelle Laser sollte nach Gl. 6.13  $\epsilon$  klein und  $dg/dn$  sowie  $\alpha$  möglichst groß sein.

Eine u.a. für den experimentellen Zugang wichtige Fragestellung ist die Tatsache, daß die Photonendichte im Resonator nicht unmittelbar meßbar ist. Man kann aber über die optische Ausgangsleistung  $P$  (aus einer Facette) des Lasers auf  $s$  schließen. Für einen Fabry-Perot-Laser gilt [189]:

$$s = \frac{2}{V_{\text{mode}}\alpha_m v_g \hbar\omega} \cdot P \quad (6.15)$$

$V_{\text{mode}}$  bezeichnet darin das Volumen, das von der optischen Mode im Resonator eingenommen wird - es läßt sich mit einer Transfermatrixmethode [96] unter Verwendung des Brechungsindexprofils im Wellenleiter berechnen (vgl. Abschnitt 2.2).  $\alpha_m$  steht für die Auskoppelverluste und  $\hbar\omega$  für die Photonenenergie.

## 6.2 Experiment

Wie aus dem vorhergehenden Abschnitt ersichtlich ist, liefert die Klein-Signal Modulationsantwort eines Laser den Zugang zu den oben angeführten Kenngrößen (diff. Verstärkung, Modulationsbandbreite,...). Bei der experimentellen Umsetzung lassen sich zwei Ansätze unterscheiden. Ein Standard-Verfahren, um die Übertragungscharakteristik eines Lasers samt Kontaktierung zu ermitteln, besteht in der direkten Modulation des Laserstromes. Da der erhaltene Frequenzgang das Verhalten von Laser samt Kontaktierung beinhaltet, handelt es sich um eine anwendungsnahe Methode. Ist man jedoch an den intrinsischen Eigenschaften des Lasers und des aktiven Materials interessiert, so sind die bei diesem Verfahren mitgemessenen parasitären Einflüsse unerwünscht. Die parasitätsfreie optische Messung der Modulationseigenschaften eines Lasers stellt in diesem Fall eine bessere Alternative dar [184].

Zur parasitätsfreien optischen Messung der Modulationsdynamik betreibt man einen Laser entweder im Dauerstrichmodus (continuous wave: cw) oder gepulst mit hinreichend langer Pulsdauer, so daß sich ein quasistationärer Zustand einstellen kann. Dieser (quasi-)stationäre Zustand wird nun gestört indem man einen sehr kurzen Lichtpuls eines Anregungslasers über eine Facette in den Wellenleiter des Halbleiterlasers einkoppelt. Dadurch wird der stationäre Zustand des Ladungsträger-Photonensystems gestört. Infolgedessen wird der Laser wieder in seinen stationären Zustand zurückkehren. Dies läßt sich unmittelbar im Zeitverlauf der Laseremission beobachten und hat die Erscheinungsform vorher genannter Relaxationsoszillationen.

Abb. 6.2 zeigt die experimentelle Umsetzung der parasitätsfreien Messmethode. Der Halbleiterlaser ist auf einem temperaturgeregelten Peltierelement montiert, das ein Abkühlen der Probe unter stndigem Spülen mit Stickstoffgas (um Kondensation von Wasserdampf auf der Probe zu vermeiden) auf bis zu 240 K ermöglicht, und wird mit 100 ns langen elektrischen Pulsen betrieben (Wiederholrate 40 kHz), um die thermische Belastung für den Laser zur Vermeidung von Degradation möglichst gering zu halten. Bei einem 1 mm langen Laser beträgt die Umlaufzeit der Mode im Resonator 20 ps, was hinreichend kurz ist im Vergleich zur Pulsdauer, so daß die Annahme eines stationären Zustands

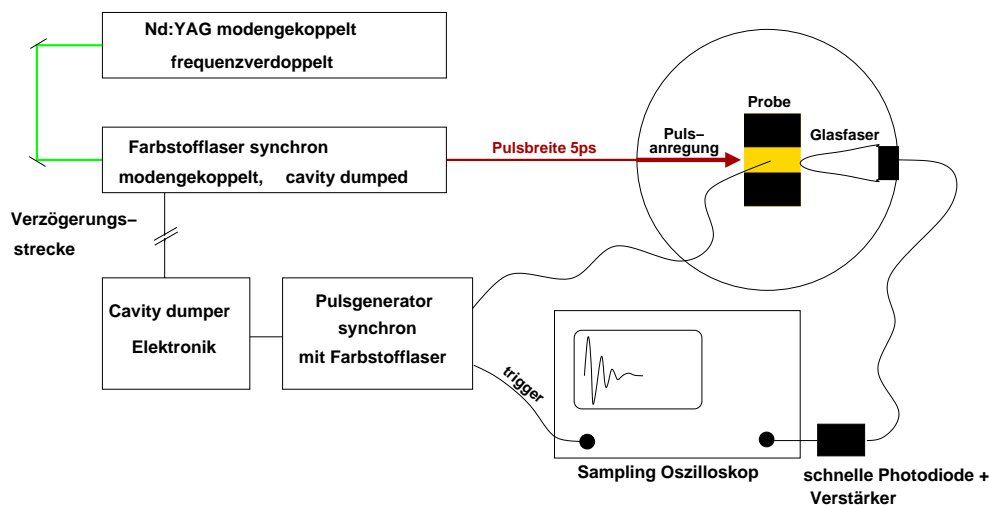


Abbildung 6.2: Experimenteller Aufbau zur parasitätsfreien optischen Messung der Modulationsantwort eines Halbleiterlasers.

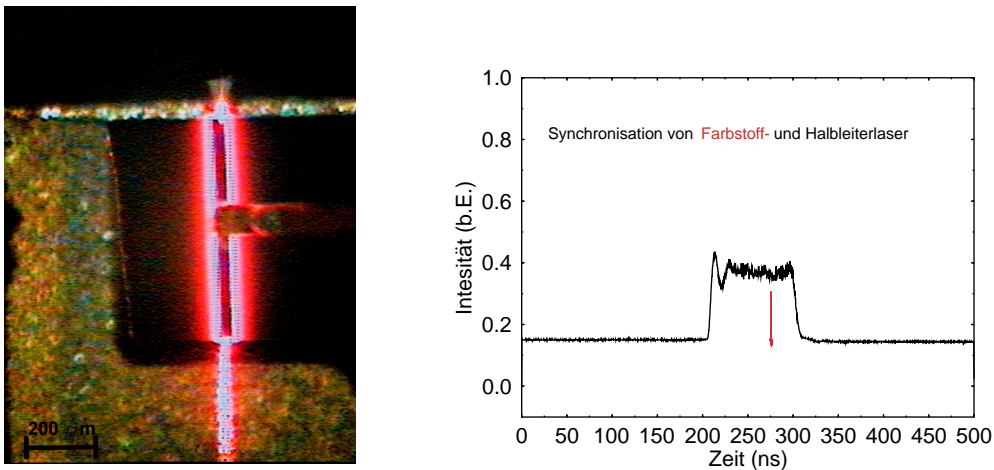


Abbildung 6.3: Links: Mikroskopaufnahme der Meßanordnung mit der Faser an der oberen Facette des Lasers, und rechts: 100 ns langer optischer Puls des Halbleiterlasers und zeitgleich der ca. 5 ps kurze Puls des Farbstofflasers.

gerechtfertigt ist. Die Störung erfolgt durch einen modengekoppelten frequenzverdoppelten Nd:YAG (Emissionswellenlänge 532 nm, Pulsbreite 100 ps, Wiederholrate 82 MHz), der einen synchron modengekoppelten Farbstofflaser pumpt. Als Farbstoff kam Pyridin I zum Einsatz - die Emissionswellenlänge  $\lambda = 675$  nm ist ausreichend, um im betrachteten Temperaturbereich Ladungsträger in der Benetzungsschicht der Quantenpunkte zu erzeugen. Der Cavity-Dumper erlaubt es, den Farbstofflaser bei einer Wiederholrate von 40 kHz (statt 82 Mhz) zu betreiben und er wird gleichzeitig verwendet, um die Pulse des Halbleiterlasers mit denen des Farbstofflasers zu synchronisieren. Eine Verzögerungsstrecke (30 m Koaxkabel RG-213, Verzögerung: 5.05 ns/m) sorgt dafür, daß der Störpuls zeitlich mit dem Puls des Halbleiterlasers koinzidiert (Abb.6.3). Das emittierte Licht des Halbleiterlasers wird in eine Glasfaser, an deren Spitze sich eine Kugellinse (Radius 25 µm) befindet, eingekoppelt (s. Abb. 6.3 links). Als Detektor dient eine schnelle GaAs Schottky-Diode (New Focus, Bandbreite 60 GHz) in Kombination mit einem Verstärker (New Focus, Bandbreite 20 GHz). Das elektrische Signal wird mit einem Sampling Oszilloskop (Tektronix, Bandbreite elektrischer Kopf 20 GHz) dargestellt. Das zeitliche Auflösungsvermögen der gesamten Anordnung läßt sich abschätzen, wenn man lediglich den Puls des Farbstofflasers de-



tektiert (Abb. 6.4). Der Farbstofflaser besitzt eine typische Pulsbreite von 5 ps, in unserer Messung aber 80 ps, was somit die untere Grenze der Zeitauflösung unserer Apparatur darstellt. Wir gehen davon aus, daß in erster Linie die Triggerinstabilitäten limitierend wirken.

## 6.3 Auswertung der Messungen

Mit obiger Anordnung haben wir die Modulationsdynamik unserer QP-Laser untersucht. Da es sich durchwegs um Laser mit Fabry-Perot-Resonatoren handelt, können wir die Beziehung Gl. 6.15 zur Bestimmung der Photonendichte verwenden. Was die Kontaktierung angeht handelt es sich um Oxidstreifenlaser mit einer Resonatorbreite von  $30\text{ }\mu\text{m}$  (s. Abschnitt 2.3).

Wir erreichen mit dem vergleichsweise breiten aktiven Bereich nur Photonendichten von  $10^{14}\text{ cm}^{-3}$  - etwa eine Größenordnung kleiner als bei Lasern mit Rippenwellenleiter (Resonatorbreite  $2\text{ }\mu\text{m}$ - $6\text{ }\mu\text{m}$ ).

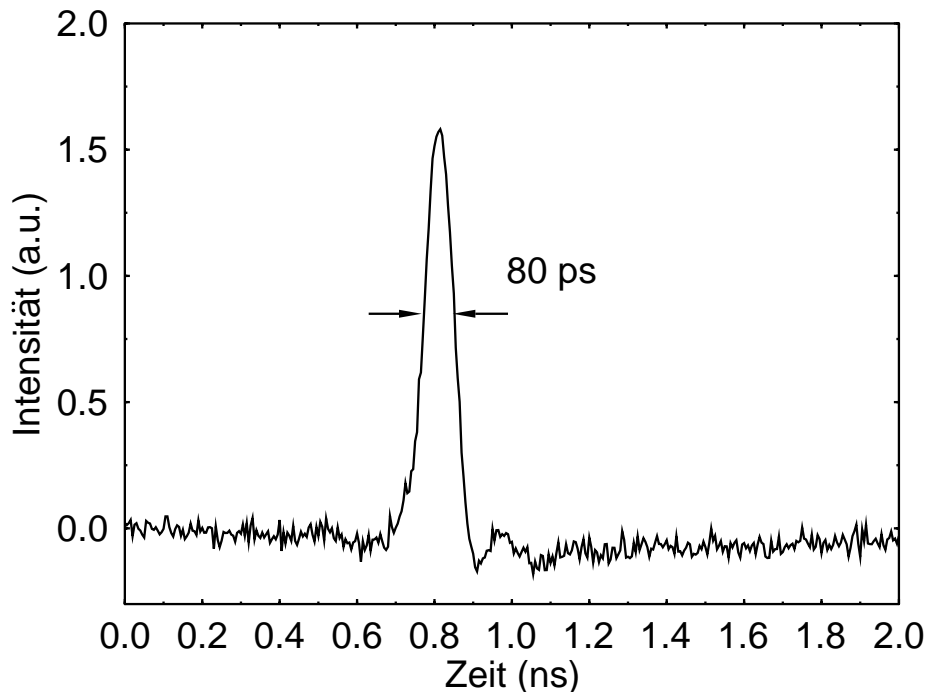


Abbildung 6.4: Puls des Farbstofflasers, gemessen mit unserer Anordnung.

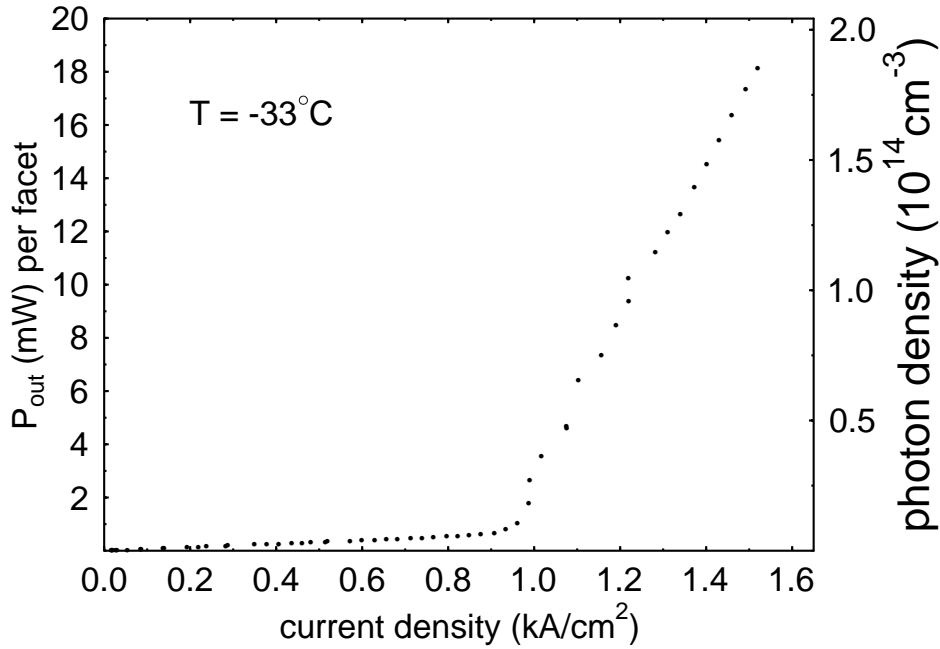


Abbildung 6.5: Optische Kennlinie eines untersuchten QP-Lasers zur Ermittlung der Photonendichte aus der Ausgangsleistung gemäß Gl. 6.15.

Abb. 6.6 zeigt eine Serie von Relaxationsoszillationen bei verschiedenen Photonendichten  $s_0$  und einer Proben­temperatur von  $-33^\circ\text{C}$ ; ge­messen an einem QP-Laser mit drei QP-Schichten in der aktiven Zone und einer Resonatorlänge von  $850\ \mu\text{m}$ . Dabei fällt auf, daß als direkte Folge der Pulsanregung zum Zeitpunkt  $t = 0$  die Ausgangsleistung des Lasers zunächst kleiner wird. Die durch den Farbstofflaser in den Resonator eingekoppelten Photonen liegen energetisch innerhalb des Verstärkungsspektrums des Quantenpunktlasers. Daher vermindert sich die Ladungsträgerdichte und die optische Verstärkung in der aktiven Zone infolge erhöhter stimulierter Emission ( $\rightarrow$  Lochbrennen) [190, 191]. Das System kehrt daraufhin unter Relaxationsoszillationen in den stationären Zustand zurück. Deutlich erkennbar ist dabei die Zunahme der Oszillationsfrequenz mit steigendem  $s_0$ . Durch Fourier-Transformation erhalten wir aus den Transienten die jeweiligen Übertragungsfunktionen Abb. 6.7. Auf der Niederfrequenzseite ist kein zusätzliches Tiefpassverhalten erkennbar, die Messungen sind also frei von Effekten resultierend aus parasitären RC-Gliedern und wir finden im betrachteten Frequenzbe-

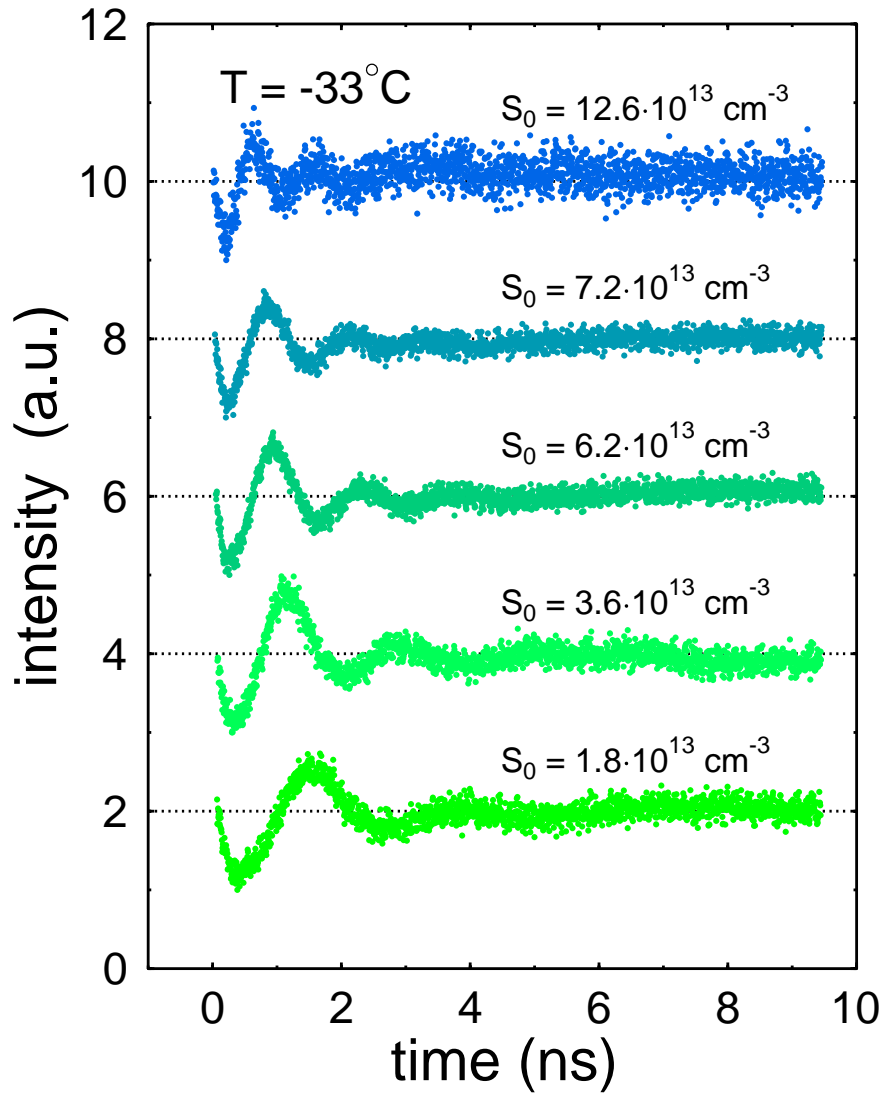


Abbildung 6.6: Relaxationsoszillationen gemessen an einem QP-Laser mit drei QP-Schichten bei verschiedenen Photonendichten.

reich zunächst auch keinen Hinweis auf Limitierungen durch einen behinderten Ladungsträgereinfang. Die durchgezogenen Linien in Abb. 6.7

resultieren aus einer Anpassung des Betrags der Gl. 6.11 an die Messung:

$$s(\omega) = \frac{Const.}{\sqrt{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}} \quad (6.16)$$

Damit erhalten wir sowohl die Resonanzfrequenz  $f_{res} = \omega_{res}/2\pi$  als auch die Dämpfung  $\gamma$  in Abhängigkeit von  $s_0$ .

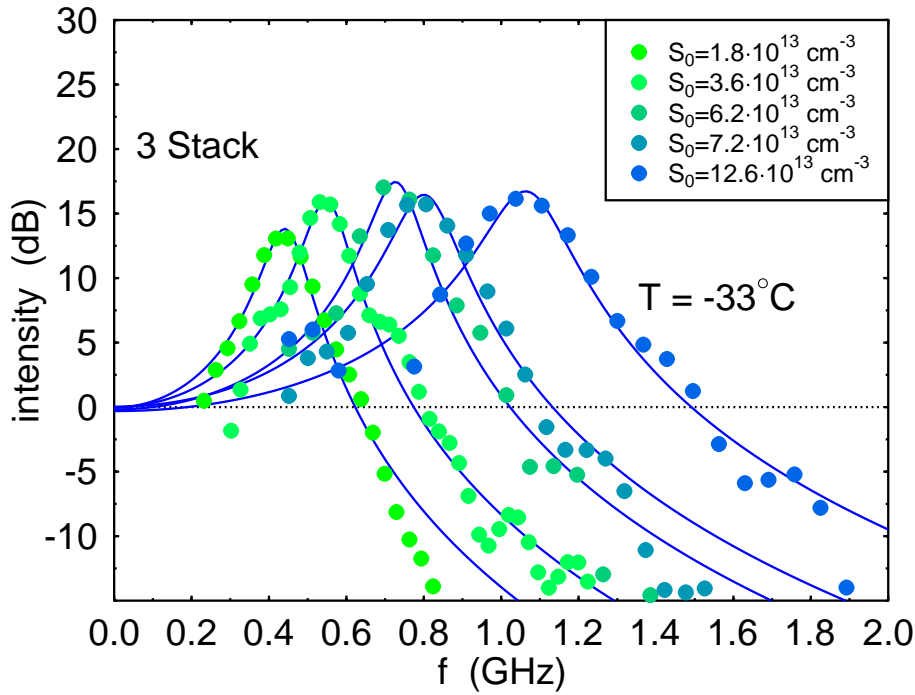


Abbildung 6.7: Übertragungsfunktionen resultierend aus einer Fourier-Transformation der Relaxationsoszillationen aus Abb. 6.6.

Tragen wir  $f_{res}^2$  über  $s_0$  auf, so finden wir einen linearen Zusammenhang, wie wir das nach Gl. 6.10 unter Vernachlässigung von  $\epsilon$  auch erwarten würden. Aus der Steigung können wir sofort die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dn}$  ablesen:

$$\frac{dg}{dn} = \frac{4\pi^2}{v_g^2 \alpha} \cdot \frac{\Delta f_{res}^2}{\Delta s_0} \quad (6.17)$$

In Abb. 6.8 ist ein solcher linearer Fit exemplarisch dargestellt. Man erkennt eine vorzügliche Übereinstimmung der Meßergebnisse mit der Theorie.

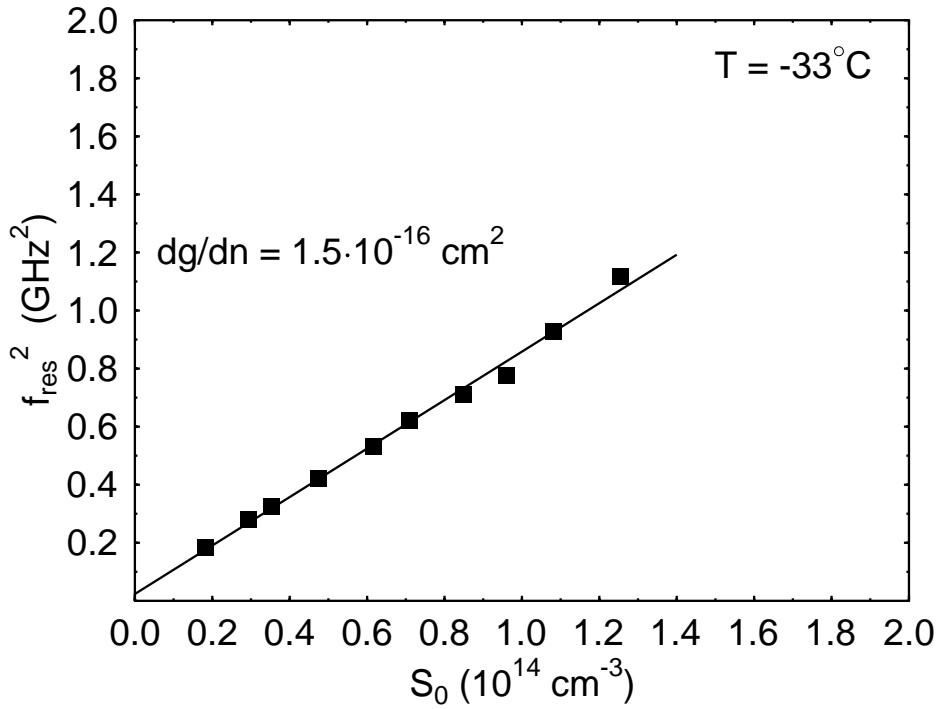


Abbildung 6.8: Linearer Zusammenhang zwischen  $f_{res}^2$  und  $s_0$  liefert die differentielle Verstärkung  $\frac{dg}{dn}$ .

Aus der Beziehung 6.16 erhalten wir aber wie gesagt auch die Dämpfung  $\gamma$  in Abhängigkeit von  $s_0$  und können unter Verwendung von Gl. 6.9 und der Kenntnis von  $dg/gn$  den nichtlinearen Verstärkungskoeffizienten  $\epsilon$  bestimmen:

$$\gamma = \frac{\partial R(n_0)}{\partial n} + v_g s_0 \left( \frac{dg}{dn} (1 - \epsilon s_0) + \epsilon \alpha \right) + \frac{\tilde{\Gamma} \bar{\beta} n_0}{\tau_s s_0} \quad (6.18)$$

Abb. 6.9 veranschaulicht dies. Die gesamten optischen Verluste  $\alpha$  wurden aus Messungen der opt. Verstärkung ( $\alpha_i$ ) und durch Berechnen der Spiegelverluste ( $\alpha_m$ ) abgeschätzt. Da wir uns im Bereich vergleichsweise kleiner Photonendichten bewegen, tragen alle Terme in Gl. 6.18 zu  $\gamma$  bei und man kann sich nicht allein auf  $\gamma \sim s_0$  beschränken.

Wir haben bereits im vorhergehenden Abschnitt die Frage nach der maximalen Modulationsbandbreite gestellt und das Konzept des  $K$ -Faktors vorgestellt. Wir erhalten ihn analog zu Gl. 6.13 aus der Auftragung von  $\gamma$

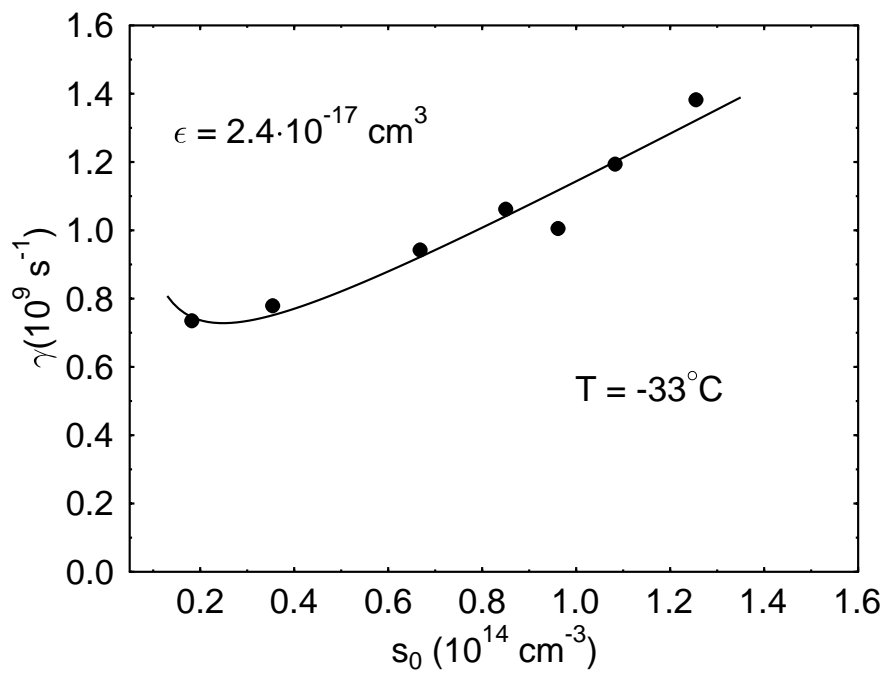


Abbildung 6.9: Ermittlung des nichtlinearen Verstärkungscoeffizienten  $\epsilon$  nach Gl. 6.18.

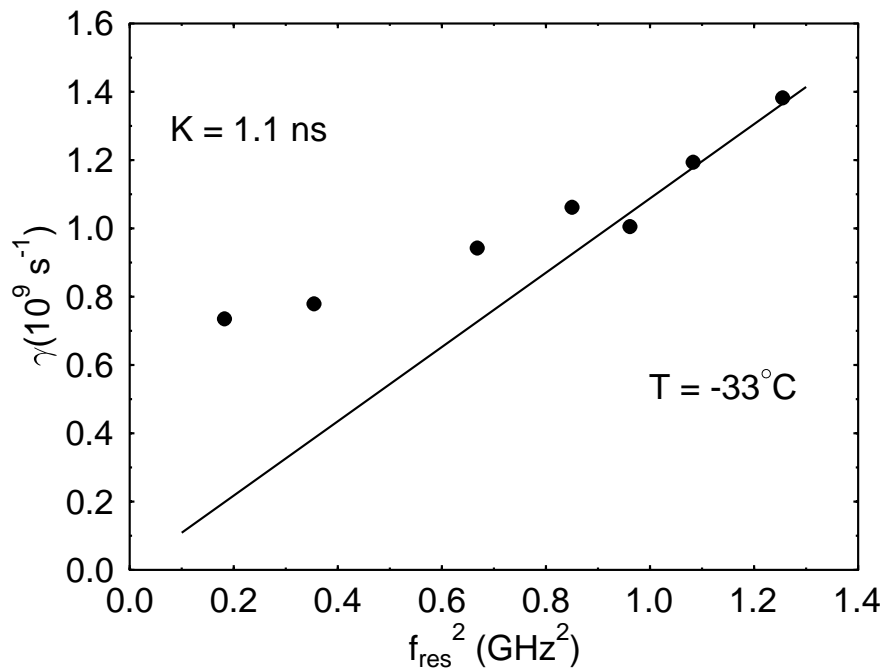


Abbildung 6.10:  $\gamma$  vs.  $f_{\text{res}}^2$  - Bestimmung des  $K$ -Faktors.

über  $f_{res}^2$  indem wir für hinreichend große Photonendichten die Steigung der Ursprungsgerade bestimmen. In Abb. 6.10 ist dies vorgeführt.

## 6.4 Ergebnisse und Vergleich

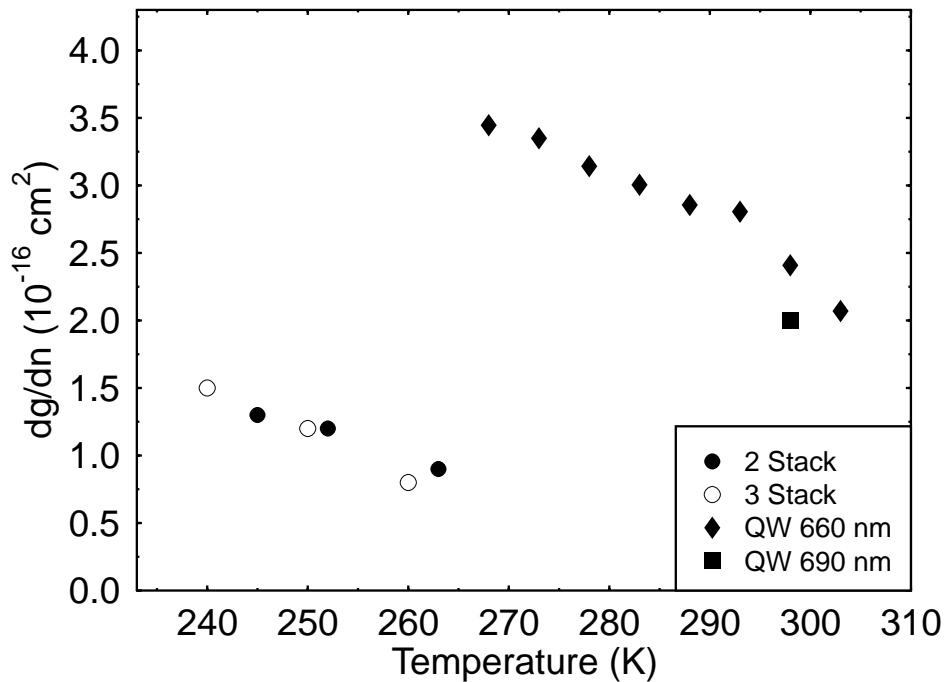


Abbildung 6.11: *Differentielle Verstärkung der QP-Laser im Vergleich zu Quantenfilmlasern*

Auf die eben gezeigte Weise haben wir QP-Laser mit zwei und drei QP-Schichten sowie einen Doppel-Quantenfilmlaser (Tabelle 6.1) temperaturabhängig untersucht. Das für die Messungen zur Verfügung stehende Temperaturfenster war dabei nach oben hin durch die untersuchten QP-Laser beschränkt, deren Schwellstromdichten nahe Zimmertemperatur stark anstiegen. Für die Dauer der Messung ist daher bei Temperaturen oberhalb von 260 K ein zuverlässiger und reproduzierbarer Betrieb aufgrund von zunehmend auftretender Degradation nicht mehr ohne weiteres gegeben. Abhilfe könnte für zukünftige Untersuchungen bei Raumtemperatur eine optimierte Montage (*junction*

Laser-Typ	Resonator-Länge $L$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\lambda$ [nm]	$T_0$
QD 2-Stack	710	699	40
QD 3-Stack	850	706	48
Doppel-QW	1200	694	167
Doppel-QW[148]	550	660	56

Tabelle 6.1: *Mit der parasitätsfreien rein optischen Modulationsmethode untersuchte Laser.*

*side down*) und/oder die Verwendung von schmalen Rippenwellenleitern sein (s. Abschnitt 5.2).

Was die Temperaturabhängigkeit der differentiellen Verstärkung anbelangt, so sind in Abbildung 6.11 die Ergebnisse der Modulationsexperimente dargestellt. Bei den Quantenpunktlasern macht es offensichtlich kaum einen Unterschied, ob sich eine Zweifach- oder Dreifach-QP-Schicht in der aktiven Zone befindet. Man findet eine differentielle Verstärkung von  $1.5 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$  bei 240 K mit einer drastischen Abnahme zu höheren Temperaturen hin. Da sich beide Laser jedoch hinsichtlich der Temperaturstabilität ihrer Schwellstromdichte (Tab. 6.1) kaum unterscheiden, verwundert die Übereinstimmung was die Temperaturabhängigkeit von  $dg/dn$  angeht auch nicht. Die Quantenfilmlaser mit vergleichbarer Emissionswellenlänge weisen im Vergleich dazu eine etwa 3-4 mal höhere differentielle Verstärkung auf, mit allerdings vergleichbarer Temperaturabhängigkeit - der 660 nm Laser hat ein  $T_0$  von 56 K, was sich nicht wesentlich von den Quantenpunktlasern unterscheidet. Messungen an InGaAs/GaAs Quantenpunktlasern ergaben eine ebenso drastische Temperaturabhängigkeit der differentiellen Verstärkung mit einer Abnahme um mehr als eine Groenordnung von 80 K zu Raumtemperatur [192] - es sei angemerkt, daß diese Laser nahe Raumtemperatur ein  $T_0$  von etwa 80 K aufweisen, ihre Schwellstromdichte also auch stark temperaturabhängig ist. Die Absolutwerte der differentiellen Verstärkung für InGaAs/GaAs Quantenpunktlaser liegen bei korrekter Auswertung der veröffentlichten Daten [82, 193, 194] bei etwa  $3 - 5 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$  [195] und unterscheiden sich damit nicht wesentlich von Werten wie sie für vergleichbare Quantenfilmlaser



berichtet wurden [196, 197]. Die eingangs erwähnten Berichte über Beobachtungen differentieller Verstärkungen in Quantenpunktlasern bei Raumtemperatur, die jene der Quantenfilmlaser um Größenordnungen übersteigen, sind deshalb nicht nachvollziehbar und resultieren wahrscheinlich aus einer Mißinterpretation des optischen Modenvolumens oder der Ladungsträgerdichte.

Die beobachtete Abnahme der differentiellen Verstärkung mit steigender Temperatur läßt sich durch die zunehmende thermische Besetzung der Benetzungsschicht und der Barriere begreifen; ähnliche Befunde zeigen sich auch bei Quantenfilmlasern [95, 198, 199].

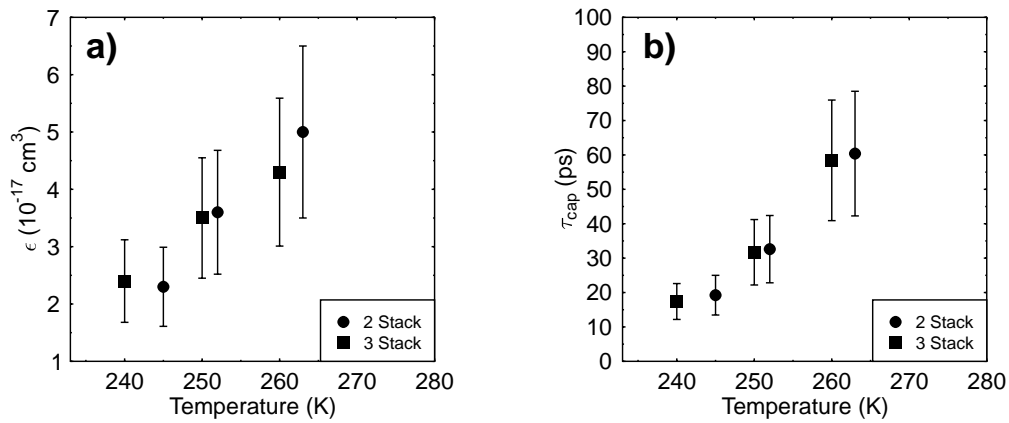


Abbildung 6.12: Nichtlinearer Verstärkungskoeffizient  $\epsilon$  in Abhängigkeit von der Temperatur für die Quantenpunktlaser a) und nach Gleichung 6.20 berechnete Einfangzeit b).

Der andere intrinsische Parameter, der die maximale Modulationsbandbreite bestimmt, ist der nichtlineare Verstärkungskoeffizient  $\epsilon$ . Abbildung 6.12 a) zeigt die Temperaturabhängigkeit von  $\epsilon$  für die untersuchten Quantenpunktlaser. Zunächst fällt auch hier wieder auf, daß sich der Zweier- und Dreierstapel sehr ähnlich verhalten - in beiden Fällen beobachtet man einen Anstieg der Verstärkungskompression von  $2.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$  bei 240 K auf etwa  $4.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$  bei 260 K. Mechanismen, die die Verstärkungskompression bestimmen, wurden in der Literatur sehr lebhaft diskutiert und in erster Linie mit spektralem und räum-

lichen Lochbrennen, stehenden Wellen und Ladungsträgererwärmung in Zusammenhang gebracht [200, 185, 201, 202]. Dabei findet man, daß sich die gesamte Verstärungskompression additiv aus den einzelnen Beiträgen  $\epsilon_i$  zusammensetzt:

$$\epsilon = \sum_i \epsilon_i \quad (6.19)$$

Von verschiedenen Gruppen wurde ein Beitrag zur Verstärungskompression diskutiert, der auf eine endliche effektive Einfangzeit  $\tau_c$  der Ladungsträger in den lasenden Zustand zurückgeht. Man muß zur Beschreibung dieses Mechanismus ein erweitertes Ratenmodell heranziehen, vergleichbar dem aus Kapitel 5. In der Literatur ist die Rede vom sogenannten *Reservoir-Modell* oder auch *well-barrier hole burning* [198, 203, 204]. Aus dem zugehörigen Ratenmodell erhält man direkt den Beitrag zur Verstärungskompression proportional zu  $\frac{dg}{dn}$  und der effektiven Einfangzeit in die Quantenpunkte  $\tau_{\text{cap}}$ :

$$\epsilon = \tau_{\text{cap}} \frac{dg}{dn} v_g \quad (6.20)$$

Mit dieser Beziehung kann man unter Verwendung der gemessenen Temperaturabhängigkeit der differentiellen Verstärkung  $\tau_{\text{cap}}$  bestimmen, wobei wir stark vereinfachend ein Szenario annehmen, in dem die gesamte Verstärungskompression ausschließlich auf ein *well-barrier hole burning* zurückzuführen ist (Abb. 6.12 b)). Wir finden eine effektive Einfangzeit  $\tau_{\text{cap}}$ , die temperaturabhängig von etwa 20 ps bei 240 K auf 60 ps bei 260 K ansteigt. Ein vergleichbarer temperaturabhängiger Anstieg von  $\epsilon$  und  $\tau_{\text{cap}}$  wurde auch bei InGaAs/GaAs Quantenpunktlasern beobachtet und mit der Temperaturabhängigkeit des Mechanismus der Elektron-Loch-Streuung erklärt [205]. Eine andere Erklärungsmöglichkeit für eine Erhöhung der effektiven Einfangzeit mit der Temperatur ergibt sich, wenn man die zunehmende thermische Besetzung höherer Zustände in den Quantenpunkten sowie der Benetzungsschicht in Betracht zieht. Die Einfangrate von Ladungsträgern aus der Benetzungsschicht in diese höherliegenden Quantenpunktzustände, von denen aus die Ladungsträger dann in das lasende Niveau relaxieren, nimmt ganz analog zu unseren Ausführungen in Kapitel 5 aufgrund der *Pauli-Blockade* mit deren mittlerer Besetzung ab.

Die so bestimmten Werte für  $\tau_{\text{cap}}$  können nicht mehr als eine grobe Abschätzung liefern, da die übrigen Beiträge zur Verstärungskompression und - wichtiger noch - deren Temperaturabhängigkeit unberücksichtigt geblieben sind. Immerhin sind die auf diesem Weg ermittelten Werte für  $\tau_{\text{cap}}$  nur wenig kleiner als die aus der Diskussion der Temperaturabhängigkeit von Quantenausbeute und Schwellstromdichte (s. Kapitel 5) erhaltenen (s. Kapitel 5). Im Rahmen einer Diskussion um die Existenz eines *Relaxations-Bottlenecks* in Quantenpunktlasern kann man die eben bestimmten Einfangzeiten mit denen aus der Dissertation von Martin Zimmermann für langwellige ( $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ) Quantenfilmlaser (1-3 ps) vergleichen [198], ähnliche Werte (2-5 ps) berichten Esquivias *et al.* [206].

In jedem Fall erwarten wir für die Quantenpunktlaser eine mit der Temperatur zunehmende Begrenzung der Modulationsbandbreite  $f_{-3\text{dB}} = 1/2\pi\tau_{\text{cap}}$  auf bis zu 2.7 GHz bei 260 K.

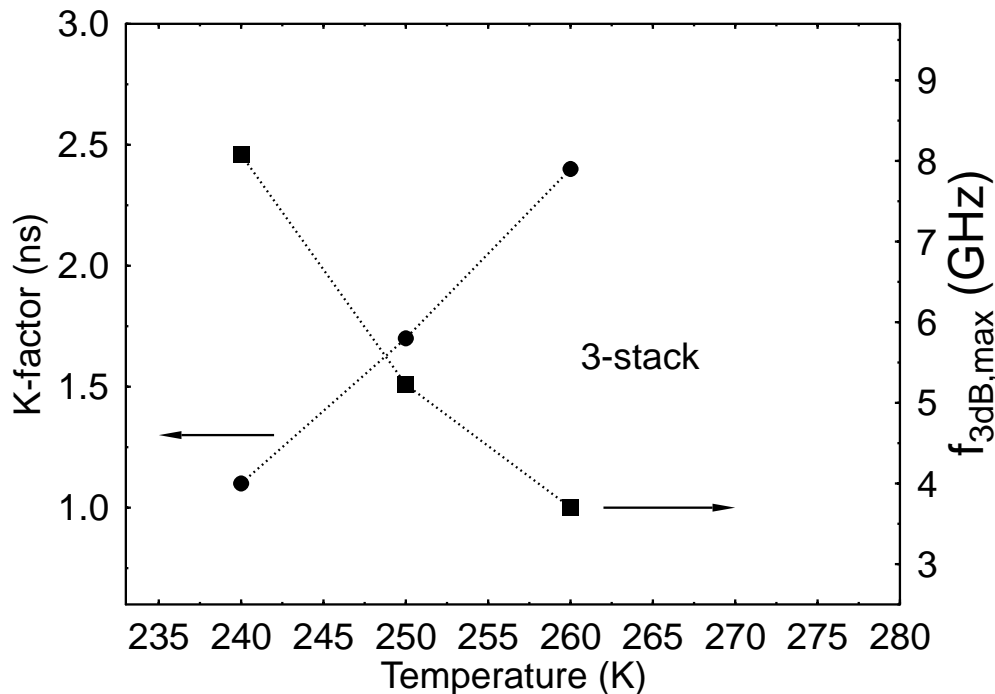


Abbildung 6.13:  $K$ -Faktor und daraus resultierende maximale Modulationsbandbreite für den Quantenpunktlaser (3-Stack) in Abhängigkeit von der Temperatur.

Im Vergleich zu der mit der Temperatur ansteigenden Verstärkungs-kompression in den Quantenpunktlasern fanden wir für Quantenfilmlaser (690 nm) bei Raumtemperatur ein  $\epsilon$  von etwa  $0.7 - 1.1 \cdot 10^{-17} \text{cm}^3$ , von Quantenfilmlasern (660 nm) wurden Werte für  $\epsilon$  von etwa  $2.5 \cdot 10^{-17} \text{cm}^3$  berichtet [148], die mit zunehmender Temperatur leicht abnehmen. Begründen läßt sich dies durch die Temperaturabhängigkeit des spektralen Lochbrennens [95].

Die Beobachtungen für  $dg/dn$  und  $\epsilon$  schlagen sich auch in der Temperaturabhängigkeit des  $K$ -Faktors für die Quantenpunktlaser (Abb. 6.13) nieder. Von 240 K bis 260 K findet man mehr als eine Verdopplung des  $K$ -Faktors von 1.1 ns auf etwa 2.4 ns und dementsprechend auch einen Rückgang von  $f_{-3dB,max}$  von 8 GHz auf etwa 3.5 GHz, vergleichbar den Bandbreitenbeschränkungen, die sich aus  $\tau_{cap}$  ableiten lassen. Der von uns untersuchte Quantenfilmlaser (690 nm) liefert bei Raumtemperatur  $K \approx 0.5$  ns und damit  $f_{-3dB,max} \approx 18$  GHz.

Die Erreichbarkeit der maximalen Modulationsbandbreite ist allerdings noch Limitationen unterworfen, wie man in Abb. 6.14 sehen kann. Kennt man die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz und der Dämpfung von der Photonendichte, dann kann man  $f_{-3dB}(s_0)$  aus folgender Beziehung bestimmen [187]:

$$\frac{\omega_{res}^4(s_0)}{(\omega_{-3dB}^2 - \omega_{res}^2(s_0))^2 + \gamma^2(s_0) \omega_{-3dB}^2} = \frac{1}{2} \quad (6.21)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist in Abb. 6.14 exemplarisch für den Dreierstapel bei  $-33^\circ\text{C}$  dargestellt. Wie man erkennt, wird die maximale Modulationsbandbreite von 9 GHz erst bei Photonendichten erreicht, die zwei Größenordnungen über denen in unserem Experiment liegen. Unglücklicherweise tritt bei hohen Photonendichten - präziser bei hohen optischen Energiestromdichten - abhängig vom betrachteten Materialsystem ein Effekt auf, den man *catastrophic optical damage* (COD) nennt und der ein Aufschmelzen der Laserfacetten bewirkt. In Abb. 6.14 ist der Bereich der Photonendichte markiert, ab dem sich dies für unsere Laser erwarten ließe [207]. Somit setzt der COD Effekt ein weiteres Limit von etwa 5-6 GHz für die Modulationsbandbreite in unseren Quantenpunktlasern.

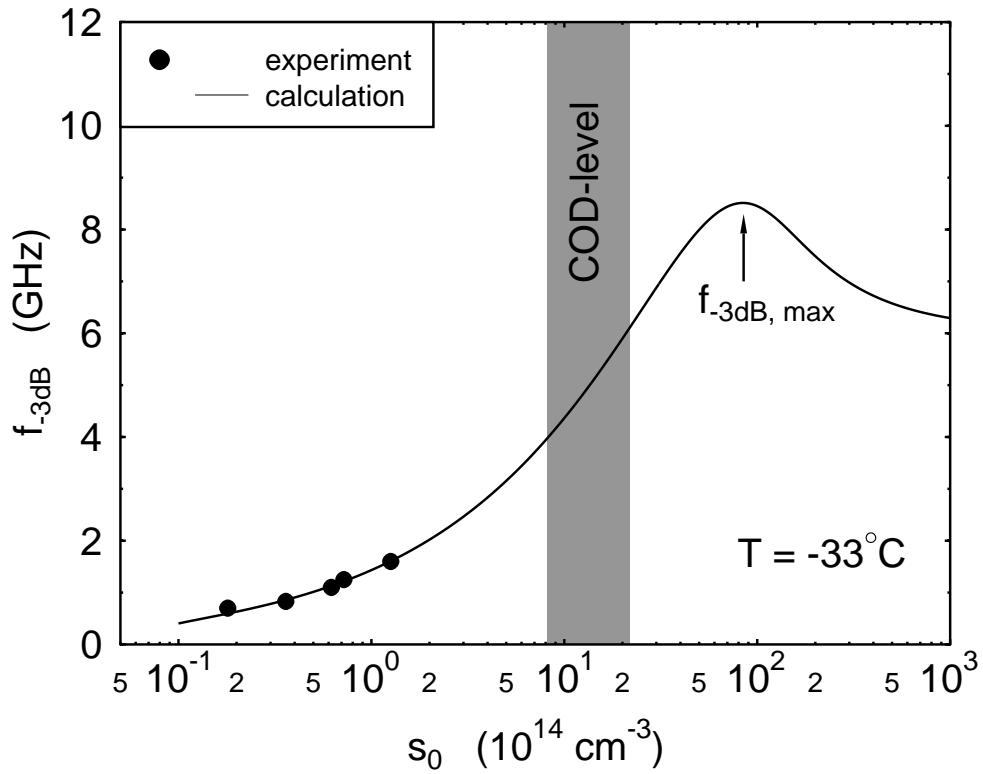


Abbildung 6.14: Modulationsbandbreite abhängig von der Photonendichte  $s_0$  für den Dreierstapel bei  $-33^\circ\text{C}$ . Die durchgezogene Linie ist nach Gl. 6.21 berechnet.

## 6.5 Zusammenfassung und Ansätze zur Optimierung

In diesem Kapitel wurden die dynamischen Eigenschaften der InP/GaInP Quantenpunktlaser mittels einer parasitätsfreien optischen Meßmethode temperaturabhängig untersucht. Die gefundene differentielle Verstärkung lag bei  $1.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  (240 K) und zeigte eine drastische Abnahme zu höheren Temperaturen, die sich durch mangelnden Ladungsträgereinschluß und damit thermischer Besetzung der Benetzungsschicht und der Barriere begreifen läßt. Vergleichbare Quantenfilmlaser weisen ein etwa 3-4 mal höheres  $dg/dn$  auf, wobei bei vergleichbarem  $T_0$  auch eine ähnliche Temperaturabhängigkeit von  $dg/dn$  gefunden wird.

Der nichtlineare Verstärkungskoeffizient  $\epsilon$  liegt für den 690 nm-Quantenfilmlaser bei  $0.7 - 1.1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$ , während bei den Quanten-

punktlasern  $\epsilon = 2.4 \cdot 10^{-17} \text{cm}^3$  (240 K) gefunden wurde, welcher zu höheren Temperaturen hin ansteigt. Begründen läßt sich dies mit einem Lochbrenn-Effekt, der aus einer erhöhten Einfangzeit für die Ladungsträger in die Quantenpunkte resultiert. Die maximalen intrinsischen Modulationsbandbreiten für unsere untersuchten Quantenpunktlaser liegen zwischen 8-9 GHz und sind damit ungefähr halb so groß wie die vergleichbarer Quantenfilmlaser. Der COD-Effekt limitiert in der Praxis  $f_{-3dB,max}$  auf etwa 5-6 GHz.

Als Ansatzpunkt für eine deutliche Verbesserung der dynamischen Eigenschaften ergibt sich auf der einen Seite - ähnlich bei der Schwellstromdiskussion - eine Erhöhung des Ladungsträgereinschlusses durch die Verwendung quaternärer Wellenleiter sowie eine Erhöhung der Quantenpunktfächendichte, was zu niedrigeren Schwellbesetzungen der Quantenpunktzustände und damit zu einem effektiv beschleunigten Ladungsträgereinfang beitragen könnte. Zur Reduzierung der Einfangzeit sollte man darüberhinaus über die Möglichkeit der Ladungsträgerinjektion auf Basis des Tunneleffekts nachdenken, ähnliche Ansätze wurden bereits im Bereich der Hochgeschwindigkeits-Quantenfilmlaser erfolgreich realisiert [208].

# Häufig verwendete Symbole und Abkürzungen

$\alpha_i, \alpha_m, \alpha$	intrinsische, Auskoppel-, Gesamtverluste
$a^*, a_B$	(effektiver) Bohrradius
$A_i, B_i$	Indizes für Lochzustände
$b$	Breite des Wellenleiters
$\Delta a/a$	Gitterfehlpassung
$\beta, \bar{\beta}$	
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$C_i$	Index f. elektronische Zustände
$D^{iD}(E)$	Zustandsdichte in $i$ -Dimensionen
(D)QW	(double) quantum well
$d_{WL}$	Dicke der Benetzungsschicht
$e, q$	Elementarladung
$E_x^{id}, E_{xx}^{id}$	Exzitonen-, Biexzitonenbindungsenergie in $i$ -Dimensionen
$E, E_j^i$	Energie
$E_{\text{mode}}$	elektrische Feldstärke der optischen Mode
$\epsilon$	nichtlinearer Verstärkungskoeffizient bzw. relative Dielektrizitätszahl
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante
$f$	Oszillatorstärke, Frequenz
$f_{\text{res}}$	Resonanzfrequenz
$\gamma$	Dämpfung
$\Gamma, \tilde{\Gamma}$	opt. Füllfaktor bzw. $\xi\Gamma$
$\Gamma_{cv}$	homogene Verbreiterung des Übergangs ( $c \rightarrow v$ )
$g$	optische Verstärkung
$dg/dn$	differentielle Verstärkung

$G$	Generationsrate
$G_d$	Multiplizität eines Quantenpunktzustands
$\xi$	Flächenbedeckung
$h, \hbar$	Quantenpunkthöhe oder Planck'sches Wirkungsquant, $\hbar = h/2\pi$
$\eta_d, \eta_i$	externe, interne Quantenausbeute
$h\nu, \hbar\omega$	Photonenenergie
$I$	elektrischer Strom
$j, j_{thr}$	elektrische Stromdichte, Schwellstromdichte
$k, \mathbf{k}$	Wellenzahl, Wellenvektor
$K$	K-Faktor
$\lambda$	Wellenlänge
$L$	Resonatorlänge
$m^*, m_{i,j}^*$	effektive Masse
$\mu^*$	reduzierte effektive Masse
$n_{eff}, n$	(effektiver) Brechungsindex
$\langle n \rangle, n$	mittlere Ladungsträgeranzahl im Quantenpunkt
$N_d$	Quantenpunktfächendichte
$N_s, N_w, N_q$	Ladungsträgeranzahl im Wellenleiter, der Benetzungsschicht, den Quantenpunkten
$p_{cv}$	Dipolmatrixelement
$P$	optische Ausgangsleistung
QP	Quantenpunkt
$R$	Reflektivität
$R_y$	Rydberg-Konstante
$\sigma_s, \sigma_e, \sigma_g$	Oberflächenenthalpie des Substrates bzw. des abgeschiedenen Materials, Grenzflächenenthalpie
$\sigma$	Größenfluktuation
$S, s$	Photonenanzahl, Photonendichte
$\tau_{sp}$	spontane Lebensdauer
$\tau_{rs}$	Lebensdauer im Wellenleiter
$\tau_{sw}$	Lebensdauer in der Benetzungsschicht
$\tau_r$	Lebensdauer im Quantenpunkt
$\tau_{cw}$	Ladungsträgereinfang in die Benetzungsschicht
$\tau_{ew}$	Ladungsträgeremission aus der Benetzungsschicht
$\tau_c$	Ladungsträgereinfang in die Quantenpunkte
$\tau_e$	Ladungsträgeremission aus den Quantenpunkten
$t_c$	kritische Schichtdicke
$T$	Temperatur



$V_{\text{coh}}$	Kohärenzvolumen eines Exzitons
$V_d$	Volumen eines Quantenpunkts
$w$	Streifenbreite des p-Kontakts



# Literaturverzeichnis

- [1] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, *Coherent Light Emission From GaAs Junctions*, Phys. Rev. Lett. **9**, 366 (1962).
- [2] R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, *Quantum States of Confined Carriers in Very Thin  $Al_xGa_{1-x}As$ –GaAs– $Al_xGa_{1-x}As$  Heterostructures*, Phys. Rev. Lett. **33**, 827 (1974).
- [3] J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland, *Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs/AlGaAs multilayer structures*, Appl. Phys. Lett. **26**, 463 (1975).
- [4] W. T. Tsang, M. C. Wu, L. Yang, Y. K. Chen, and A. M. Sergent, *Strained-layer 1.5  $\mu m$  wavelength InGaAs/InP multiple quantum well lasers grown by chemical beam epitaxy*, Electron. Lett. **24**, 2035 (1990).
- [5] Y. Sasai, N. Hase, M. Ogura, and T. Kajiwara, *Fabrication and lasing characteristics of 1.3- $\mu m$  InGaAsP multi-quantum-well lasers*, J. Appl. Phys. **59**, 28 (1986).
- [6] H. B. Serreze, Y. C. Chen, and R. G. Waters, *High-power, very low threshold, GaInP/AlGaInP visible laser diode lasers*, Appl. Phys. Lett. **58**, 2464 (1991).
- [7] T. Katsuyama, I. Yoshida, J. Hashimoto, Y. Tanaguchi, and H. Hayashi, *OMVPE growth of AlGaInP/ $Ga_xIn_{1-y}P$  strained quantum well structures and their applications to visible laser diodes*, J. Crystal Growth **124**, 697 (1992).
- [8] S. Nakamura, M. Senoh, S.-I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, and Y. Sugimoto, *InGaN-based multi-quantum-well-structure laser diodes*, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L74 (1996).

- [9] Y. Arakawa and H. Sakaki, *Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current*, Appl. Phys. Lett. **40**, 939 (1982).
- [10] M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, *Gain and the Threshold of Three-Dimensional Quantum-Box Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 1915 (1986).
- [11] Y. Arakawa, K. Vahala, and A. Yariv, *Quantum noise and dynamics in quantum well and quantum wire lasers*, Appl. Phys. Lett. **45**, 950 (1984).
- [12] M. Willatzen, T. Tanaka, Y. Arakawa, and J. Singh, *Polarization Dependence of Optoelectronic Properties in Quantum Dots and Quantum Wires - Consequences of Valence-Band Mixing*, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 640 (1994).
- [13] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse, and G. L. Roux, *Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices*, Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985).
- [14] D. J. Eaglesham and M. Cerullo, *Dislocation-Free Stranski-Krastanow Growth of Ge on Si(100)*, Phys. Rev. Lett. **64**, 1943 (1990).
- [15] I. N. Stranski and L. Krastanow, Sitzungsber. Kais. Akad. Wiss. Wien / Math.-Naturwiss. Kl. 2b **146**, 797 (1938).
- [16] M. Sugawara, *Self-Assembled InGaAs/GaAs Quantum Dots*, Vol. 60 of *Semiconductors and Semimetals* (Academic Press, San Diego London, 1999).
- [17] N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. E. Zhukov, M. V. Maksimov, I. G. Tabatadze, and P. S. Kop'ev, *Optical properties of heterostructures with InGaAs-GaAs clusters*, Semiconductors **28**, 832 (1994).
- [18] N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, S. S. Ruvimov, M. V. Maksimov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, and J. Heydenreich, *Low threshold, large  $T_0$  injection laser emission from (InGa)As quantum dots*, Electron. Lett. **30**, 1416 (1994).
- [19] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, *Low-threshold oxide confined 1.3  $\mu\text{m}$  quantum-dot laser*, IEEE Photonics Technol. Lett. **12**, 230 (2000).

- [20] F. Klopff, R. Krebs, A. Wolf, M. Emmerling, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *InAs/GaInAs quantum dot DFB lasers emitting at 1.3  $\mu\text{m}$ .*, Electron. Lett. **37**, 634 (2001).
- [21] F. Heinrichsdorff, C. Ribbat, M. Grundmann, and D. Bimberg, *High-power lasers at 1100 nm*, Appl. Phys. Lett. **76**, 556 (2000).
- [22] J. A. Lott, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, N. A. Maleev, A. F. Zhukov, A. R. Kovsh, M. V. Maximov, B. V. Volovik, Z. I. Alferov, and D. Bimberg, *InAs-InGaAs quantum dot VCSELs on GaAs substrates emitting at 1.3  $\mu\text{m}$* , Electron. Lett. **36**, 1384 (2000).
- [23] S. Fafard, K. Hinzer, S. Raymond, M. Dion, J. McCaffrey, Y. Feng, and S. Charbonneau, *Red-Emitting Semiconductor Quantum Dot Lasers*, Science **274**, 1350 (1996).
- [24] A. Kurtenbach, K. Eberl, and T. Shitara, *Nanoscale InP islands embedded in InGaP*, Appl. Phys. Lett. **66**, 361 (1995).
- [25] M. K. Zundel, N. Y. Jin-Phillip, F. Phillip, K. Eberl, T. Riedl, E. Fehrenbacher, and A. Hangleiter, *Red-Light-Emitting Injection Laser Based on InP/GaInP Self-Assembled Quantum Dots*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1784 (1998).
- [26] T. Riedl, A. Hangleiter, J. Porsche, and F. Scholz, *Gain and Emission Characteristics of MOVPE grown InP/GaInP Quantum Dot Lasers*, 41st Electronic Materials Conference, Santa Barbara, (1999).
- [27] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 10. ed. (R. Oldenbourg Verlag, München Wien, 1993).
- [28] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, *Resonant tunneling in semiconductor double barriers*, Appl. Phys. Lett. **24**, 593 (1974).
- [29] H. Haug and S. W. Koch, *Quantum Theory of the optical and electronic properties of semiconductors*, 2nd ed. (World-Scientific, Singapore, 1993).
- [30] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 9. ed. (R. Oldenbourg, München, Wien, 1991).
- [31] J. Frenkel, *On The Transformation Of Light Into Heat In Solids. II*, Phys. Rev. **37**, 1276 (1931).
- [32] G. H. Wannier, *The Structure of Electronic Levels in Insulating Crystals*, Phys. Rev. **52**, 191 (1937).

- [33] S. Adachi, *Material parameters of  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$  and related binaries*, J. Appl. Phys. **53**, 8775 (1982).
- [34] L. E. Brus, *Electron-electron and electron-hole interactions in small semiconductor crystallites: The size dependence of the lowest excited electronic state*, J. Chem. Phys. **80**, 4403 (1984).
- [35] O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg, *Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band  $k \cdot p$  theory*, Phys. Rev. B **59**, 5688 (1999).
- [36] E. A. Halleraas and A. Ore, *Binding Energy of the Positronium Molecule*, Phys. Rev. **71**, 493 (1947).
- [37] J. R. Haynes, *Experimental Observation of the Excitonic Molecule*, Phys. Rev. Lett. **17**, 860 (1966).
- [38] Y. Z. Hu, S. W. Koch, M. Lindberg, N. Peyghambarian, E. L. Pollock, and F. F. Abraham, *Biexcitons in Semiconductor Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **64**, 1805 (1990).
- [39] A. Kuther, M. Bayer, A. Forchel, A. Gorbunov, V. B. Timofeev, F. Schäfer, and J. P. Reithmaier, *Zeeman splitting of excitons and biexcitons in single  $In_{0.60}Ga_{0.40}As/GaAs$  self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **58**, R7508 (1998).
- [40] M. Sugisaki, H.-W. Ren, S. V. Nair, K. Nishi, and Y. Masumoto, *Many carrier effects in self-assembled InP quantum dots*, Solid State Commun. **117**, 435 (2001).
- [41] S. Charbonneau, L. B. Allard, A. P. Roth, and T. Sudersena Rao, *Time-resolved photoluminescence studies of biexcitons in InP*, Phys. Rev. B **47**, 13918 (1993).
- [42] E. Dekel, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, D. Spektor, J. M. Garcia, and P. M. Petroff, *Multiexciton Spectroscopy of a Single Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4991 (1998).
- [43] S. V. Nair and Y. Masumoto, *Multi-Exciton States in Semiconductor Quantum Dots*, phys. stat. sol. (a) **178**, 303 (2000).
- [44] D. L. Dexter, in *Solid State Physics*, edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1958), Vol. 6.
- [45] J. O. Dimmock, in *Semiconductors and Semimetals*, edited by R. K. Willardson and A. C. Beer (Academic Press, New York, 1967), Vol. 3.

- [46] G. W. 't Hooft, W. A. J. A. van der Poel, L. W. Molenkamp, and C. T. Foxxon, *Giant oscillator strength of free excitons in GaAs*, Phys. Rev. B **35**, 8281 (1987).
- [47] J. Feldmann, G. Peter, E. O. Göbel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxxon, and R. J. Elliot, *Linewidth Dependence of Radiative Exciton Lifetimes in Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2337 (1987).
- [48] T. Takagahara, *Excitonic optical nonlinearity and exciton dynamics in semiconductor quantum dots*, Phys. Rev. B **36**, 9293 (1987).
- [49] E. Hanamura, *Very large optical nonlinearity of semiconductor microcrystallites*, Phys. Rev. B **37**, 1273 (1988).
- [50] T. Takagahara, *Biexciton states in semiconductor quantum dots and their nonlinear optical properties*, Phys. Rev. B **39**, 10206 (1989).
- [51] K. Y. Lau and A. Yariv, *Ultra-High Speed Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **21**, 121 (1985).
- [52] U. Griesinger, H. Schweizer, , S. Kronmüller, M. Geiger, D. Ottenwälder, F. Scholz, and M. H. Pilkuhn, *Realization of dot DFB lasers*, IEEE Photonics Technol. Lett. **8**, 587 (1996).
- [53] M. Illig, G. Bacher, T. Kummel, T. G. Andersson, A. Forchel, D. Hommel, B. Jobst, and G. Landwehr, *Lateral quantization in deep etched CdZnSe/ZnSe quantum dots and quantum wires*, Appl. Phys. Lett. **67**, 124 (1995).
- [54] J. Wang, U. A. Griesinger, M. Geiger, D. Ottenwälder, F. Scholz, and H. Schweizer, *Emission Dynamics of Dot and Wire DFB Lasers*, IEEE Photonics Technol. Lett. **8**, 1585 (1996).
- [55] R. Steffen, J. Oshinowo, T. Koch, and A. Forchel, *InGaAs/GaAs quantum wires and dots defined by low-voltage electron-beam lithography*, J. Vac. Sci. Technol. B **13**, 2888 (1995).
- [56] P. Wang, C. M. Sotomayor Torres, H. Benisty, C. Weisbuch, and S. P. Beaumont, *Radiative recombination in GaAs – Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **61**, 946 (1992).
- [57] F. E. Prins, G. Lehr, M. Burkhard, S. Y. Nikitin, H. Schweizer, and G. W. Smith, *Quantum dots and quantum wires with high optical quality by implantation-induced intermixing*, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, 6228 (1993).

- [58] K. H. Wang, A. Pecher, E. Höfling, and A. Forchel, *Low voltage electron-beam lithography based InGaAs/GaAs quantum dot arrays with 1 meV luminescence linewidths*, J. Vac. Sci. Technol. B **15**, 2829 (1997).
- [59] A. Hartmann, L. Loubies, F. Reinhardt, and E. Kapon, *Self-limiting growth of quantum dot heterostructures on nonplanar {111}B substrates*, Appl. Phys. Lett. **71**, 1314 (1997).
- [60] H. Hirayama, K. Matsunaga, M. Asada, and Y. Suematsu, *Lasing action of  $Ga_{0.67}In_{0.33}As/GaInAsP/InP$  tensile-strained quantum-box lasers*, Electron. Lett. **30**, 142 (1994).
- [61] Y. Sugiyama, Y. Sakuma, S. Muto, and N. Yokoyama, *Novel InGaAs/GaAs quantum dot structures formed in tetrahedral-shaped recesses on (111)B GaAs substrate using metalorganic vapor phase epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **67**, 256 (1995).
- [62] A. Hartmann, Y. Ducommun, L. Loubies, K. Leifer, and E. Kapon, *Structure and photoluminescence of single AlGaAs/GaAs quantum dots grown in inverted tetrahedral pyramids*, Appl. Phys. Lett. **73**, 2322 (1998).
- [63] F. C. Frank and J. H. van der Merwe, Proc. Roy. Soc. London A **198**, 205 (1949).
- [64] M. Vollmer and A. Weber, Z. Phys. Chem. **119**, 277 (1926).
- [65] M. K. Zundel, Dissertation, Uni Stuttgart (1999).
- [66] J. Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier, and G. Bastard, *Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs*, Phys. Rev. Lett. **73**, 716 (1994).
- [67] N. Carlsson, W. Seifert, A. Petersson, P. Castrillo, M. E. Pistol, and L. Samuelson, *Study of the two-dimensional-three-dimensional growth mode transition in metalorganic vapor phase epitaxy of GaInP/InP quantum-sized structures*, Appl. Phys. Lett. **65**, 3093 (1994).
- [68] J. Porsche, A. Ruf, M. Geiger, and F. Scholz, *Size control of self-assembled InP/GaInP quantum islands*, J. Crystal Growth **195**, 591 (1998).
- [69] J. Porsche and F. Scholz, *Growth of self-assembled  $Ga_xIn_{1-x}P$  quantum islands on GaP*, J. Crystal Growth **221**, 571 (2000).
- [70] J.-W. Lee, A. T. Schremer, D. Fekete, J. R. Shealey, and J. M. Ballantyne, *Growth of Direct Bandgap GaInP Quantum Dots on GaP Substrates*, J. Electron. Mater. **26**, 1199 (1997).



- [71] K. Eberl, O. G. Schmidt, O. Kienzle, and F. Ernst, *Preparation and optical properties of Ge and C-induced Ge quantum dots*, Thin Solid Films **373**, 164 (2000).
- [72] S. Fafard, R. Leon, D. Leonard, J. L. Merz, and P. M. Petroff, *Visible photoluminescence from N-dot ensembles and the Linewidth of ultra-small  $Al_yIn_{1-y}As/Al_xGa_{1-x}As$  quantum dots*, Phys. Rev. B **50**, 8086 (1994).
- [73] R. Leon, S. Fafard, D. Leonard, J. L. Merz, and P. M. Petroff, *Visible luminescence from semiconductor quantum dots in large ensembles*, Appl. Phys. Lett. **67**, 521 (1995).
- [74] M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, *Ultraviolet Luminescence Lines from Single Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4043 (1995).
- [75] L. Landin, M. S. Miller, M.-E. Pistol, C. E. Pryor, and L. Samuelson, *Optical Studies of Individual InAs Quantum Dots in GaAs: Few-Particle Effects*, Science **280**, 262 (1998).
- [76] V. Zwiller, M.-E. Pistol, D. Hessman, R. Cederström, W. Seifert, and L. Samuelson, *Time-resolved studies of single semiconductor quantum dots*, Phys. Rev. B **59**, 5021 (1999).
- [77] P. G. Blome, M. Wenderoth, M. Hübner, R. G. Ulbrich, J. Porsche, and F. Scholz, *Temperature dependent linewidth of single InP/Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P quantum dots: Interaction with surrounding charge configurations*, Phys. Rev. B **61**, 8382 (2000).
- [78] M. Sugisaki, H.-W. Ren, S. V. Nair, J.-S. Lee, S. Sugou, T. Okuno, and Y. Masumoto, *Imaging and single dot spectroscopy of InP self-assembled quantum dots*, J. Lum. **87-88**, 40 (2000).
- [79] D. Leonard, K. Pond, and P. M. Petroff, *Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs*, Phys. Rev. B **50**, 11687 (1994).
- [80] J. Oshinowo, M. Nishioka, S. Ishida, and Y. Arakawa, *Highly uniform InGaAs/GaAs quantum dots ( $\sim 15$  nm) by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **65**, 1421 (1994).
- [81] I. Kamiya, I. Tanaka, and H. Sakaki, *Control of size and density of self-assembled InAs dots on (001)GaAs and the dot size dependent capping process*, J. Crystal Growth **201/202**, 1146 (1999).

- [82] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Z. I. Alferov, P. S. Kop'ev, and V. M. Ustinov, *InGaAs-GaAs Quantum-Dots Lasers*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3**, 196 (1997).
- [83] M. Geiger, A. Bauknecht, F. Adler, H. Schweizer, and F. Scholz, *Observation of the 2D-3D growth mode transition in the InAs/GaAs system*, J. Crystal Growth **170**, 558 (1997).
- [84] Q. Xie, P. C. A. Kalburge, T. R. Ramachandran, A. Nayfonov, A. Konkar, and A. Madhukar, *Realization of optically active strained InAs island quantum boxes on GaAs(100) via molecular beam epitaxy and the role of island induced strain fields*, J. Crystal Growth **150**, 357 (1995).
- [85] P. M. Petroff and S. P. DenBaars, *MBE and MOCVD Growth and Properties of Self-Assembling Quantum Dot Arrays in III-V Semiconductor Structures*, Superlatt. & Microstruct. **15**, 15 (1994).
- [86] J. Porsche, Dissertation, Uni Stuttgart (2001).
- [87] C. M. Reaves, R. I. Pelzel, G. C. Hsueh, W. H. Weinberg, and S. P. DenBaars, *Formation of self-assembled InP islands on a GaInP/GaAs(311)A surface*, Appl. Phys. Lett. **69**, 3878 (1996).
- [88] K. Eberl, A. Kurtenbach, M. K. Zundel, N. Y. Jin-Phillipp, A. Moritz, R. Wirth, and A. Hangleiter, *Self-assembling InP quantum dots for red lasers*, J. Crystal Growth **175/176**, 702 (1997).
- [89] O. Flebbe, H. Eisele, T. Kalka, F. Heinrichsdorff, A. Krost, D. Bimberg, and M. Dähne-Prietsch, *Atomic structure of stacked InAs quantum dots grown by metal-organic chemical vapor deposition*, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1639 (1999).
- [90] Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen, and N. P. Kobayashi, *Vertically Self-Organized InAs Quantum Box Islands on GaAs(100)*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2524 (1995).
- [91] W. Wu, J. R. Tucker, G. S. Solomon, and J. S. Harris, Jr., *Atom-resolved scanning tunneling microscopy of vertically ordered InAs quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **71**, 1083 (1997).
- [92] N. Y. Jin-Phillipp and F. Phillipp, *Strain distribution in self-assembled InP/GaInP quantum dots*, J. Appl. Phys. **88**, 710 (2000).
- [93] G. S. Solomon, J. A. Trezza, A. F. Marshall, and J. S. Harris, Jr., *Vertically Aligned and Electronically Coupled Growth Induced InAs Islands in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **76**, 952 (1996).

- [94] M. K. Zundel, P. Specht, K. Eberl, N. Y. Jin-Phillipp, and F. Phillipp, *Structural and optical properties of vertically aligned InP quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **71**, 2972 (1997).
- [95] A. Moritz, Dissertation, Uni Stuttgart (1997).
- [96] Y. Suematsu and K. Furuya, *Propagation mode and scattering loss of a two dimensional dielectric waveguide with gradual distribution of refractive index*, IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech. **20**, 524 (1972).
- [97] H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, 1. ed. (Academic Press, London, 1978).
- [98] R. Wirth, Dissertation, Uni Stuttgart (1999).
- [99] K. Georgsson, N. Carlsson, L. Samuelson, W. Seifert, and L. R. Wallenberg, *Transmission electron microscopy investigation of the morphology of InP Stranski-Krastanow islands grown by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **67**, 2981 (1995).
- [100] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Theoretische Physik*, 5th ed. (Akademie Verlag, Berlin, 1983), Vol. 7.
- [101] C. Pryor, M.-E. Pistol, and L. Samuelson, *Electronic structure of strained InP/Ga<sub>0.51</sub>In<sub>0.49</sub>P quantum dots*, Phys. Rev. B **56**, 10404 (1997).
- [102] T. B. Bahder, *Analytic dispersion relations near the  $\Gamma$  point in strained zinc-blende crystals*, Phys. Rev. B **45**, 1629 (1992).
- [103] A. J. Williamson, L.-W. Wang, and A. Zunger, *Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots*, Phys. Rev. B **62**, 12963 (2000).
- [104] A. L. Éfros and A. L. Éfros, *Interband absorption of light in a semiconductor sphere*, Sov. Phys. Semicond. **16**, 772 (1982).
- [105] H. Fu, L.-W. Wang, and A. Zunger, *Applicability of the  $k \cdot p$  method to the electronic structure of quantum dots*, Phys. Rev. B **57**, 9971 (1998).
- [106] U. Bockelmann, *Exciton relaxation and radiative recombination in semiconductor quantum dots*, Phys. Rev. B **48**, 17637 (1993).
- [107] P. Lawaetz, *Valence-Band Parameters in Cubic Semiconductors*, Phys. Rev. B **4**, 3460 (1971).
- [108] A. Christ, H. Giessen, W. W. Rühle, K. Korona, J. Kuhl, M. Zundel, Y. Manz, and K. Eberl, *Carrier Dynamics in Stacked InP/GaInP Quantum Dots*, phys. stat. sol. (b) **221**, 59 (2000).

- [109] G. Gütroff, M. Bayer, A. Forchel, D. V. Kasantzev, M. K. Zundel, and K. Eberl, *Near field scanning optical spectroscopy of InP single quantum dots*, JETP Lett. **66**, 528 (1997).
- [110] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang, and D. Bimberg, *Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **87**, 157401 (2001).
- [111] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, and H. Ishikawa, *Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self assembled  $In_xGa_{1-x}/GaAs$  quantum dot lasers*, Phys. Rev. B **61**, 7595 (2000).
- [112] K. Matsuda, K. Ikeda, T. Saiki, H. Tsuchiya, H. Saito, and K. Nishi, *Homogeneous linewidth broadening in a  $In_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs$  single quantum dot at room temperature investigated using a highly sensitive near-field scanning optical microscope*, Phys. Rev. B **63**, 121304 (2001).
- [113] X.-Q. Li and Y. Arakawa, *Optical linewidths in an individual quantum dot*, Phys. Rev. B **60**, 1915 (1999).
- [114] A. V. Uskov, A.-P. Jauho, B. Tromborg, J. Mørk, and R. Lang, *Dephasing Times in Quantum Dots due to Elastic LO Phonon-Carrier Collisions*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1516 (2000).
- [115] A. V. Uskov, I. Magnusdottir, B. Tromborg, J. Mørk, and R. Lang, *Line broadening caused by Coulomb carrier-carrier correlations and dynamics of carrier capture and emission in quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1679 (2001).
- [116] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, and D. Bimberg, *Room-Temperature Dephasing in InAs Quantum Dots*, phys. stat. sol. (a) **178**, 337 (2000).
- [117] U. Bockelmann and G. Bastard, *Phonon scattering and energy relaxation in two-, one-, and zero-dimensional electron gases*, Phys. Rev. B **42**, 8947 (1990).
- [118] H. Benisty, C. M. Sotomayor Torres, and C. Weisbuch, *Intrinsic mechanism for the poor luminescence properties of quantum-box systems*, Phys. Rev. B **44**, 10945 (1991).
- [119] M. Vollmer, E. J. Mayer, W. W. Rühle, A. Kurtenbach, and K. Eberl, *Exciton relaxation dynamics in quantum dots with strong confinement*, Phys. Rev. B **54**, R17292 (1996).

- [120] T. Kato, T. Matsumoto, and T. Ishida, *Raman Spectral Behaviour of  $In_{1-x}Ga_xP$  ( $0 < x < 1$ )*, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 983 (1988).
- [121] B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, A. Forchel, and Y. Arakawa, *Rapid carrier relaxation in self-assembled  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  quantum dots*, Phys. Rev. B **54**, 11532 (1996).
- [122] D. Morris, N. Perret, and S. Fafard, *Carrier energy relaxation by means of Auger processes in  $InAs/GaAs$  self-assembled quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **75**, 3593 (1999).
- [123] I. Vurgaftman and J. Singh, *Effect of spectral broadening and electron-hole scattering on carrier relaxation in  $GaAs$  quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **64**, 232 (1994).
- [124] T. Inoshita and H. Sakaki, *Electron relaxation in quantum dots: Significance of multiphonon processes*, Phys. Rev. B **46**, 7260 (1992).
- [125] D. L. Huffaker, L. A. Graham, and D. G. Deppe, *Ultrannarrow electroluminescence spectrum from the ground state of an ensemble of self-organized quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **72**, 214 (1998).
- [126] H. D. Robinson, B. B. Goldberg, and J. L. Merz, *Observation of excitation transfer among neighbouring quantum dots*, Phys. Rev. B **64**, 075308 (2001).
- [127] M. Grundmann and D. Bimberg, *Theory of random population for quantum dots*, Phys. Rev. B **55**, 9740 (1997).
- [128] P. Michler, A. Hangleiter, M. Moser, M. Geiger, and F. Scholz, *Influence of barrier height on carrier lifetime in  $GaInP/(AlGa)InP$  single quantum wells*, Phys. Rev. B **46**, 7280 (1992).
- [129] T. Riedl, E. Fehrenbacher, M. K. Zundel, K. Eberl, and A. Hangleiter, *Red Light Emitting Injection Lasers with Vertically Aligned  $InP/GaInP$  Quantum Dots*, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 597 (1999).
- [130] M. Grundmann, O. Stier, S. Bognár, C. Ribbat, F. Heinrichsdorff, and D. Bimberg, *Optical Properties of Self-Organized Quantum Dots: Modeling and Experiments*, phys. stat. sol. (a) **178**, 255 (2000).
- [131] R. Provoost, M. Hayne, V. V. Moshchalkov, M. K. Zundel, and K. Eberl, *Magnetophotoluminescence of stacked self-assembled  $InP$  quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **75**, 799 (1999).

- [132] K. Mukai, N. Ohtsuka, H. Shoji, and M. Sugawara, *Emission from discrete levels in self-formed InGaAs/GaAs quantum dots by electric carrier injection: influence of phonon bottleneck*, Appl. Phys. Lett. **68**, 3013 (1996).
- [133] Y. P. Varshni, *Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors*, Physica **34**, 149 (1967).
- [134] J. D. Lambkin, D. J. Dunstan, K. P. Homewood, L. K. Howard, and M. T. Emeny, *Thermal quenching of the photoluminescence of InGaAs/GaAs and InGaAs/AlGaAs strained-layer quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **57**, 1986 (1990).
- [135] Y. Ishitani, S. Minagawa, H. Hamada, and T. Tanaka, *Temperature dependence of photoluminescence intensity from AlGaInP/GaInP-quantum well structures*, J. Appl. Phys. **82**, 1336 (1997).
- [136] E. M. Daly, T. J. Glynn, J. D. Lambkin, L. Considine, and S. Walsh, *Behaviour of  $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}/(\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$  quantum-well luminescence as a function of temperature*, Phys. Rev. B **52**, 4696 (1995).
- [137] S. Marcinkevičius, U. Olin, and G. Treideris, *Room temperature carrier recombination in InGaAs/GaAs quantum wells*, J. Appl. Phys. **74**, 3587 (1993).
- [138] G. Bacher, H. Schweizer, J. Kovac, A. Forchel, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, *Influence of barrier height on carrier dynamics in strained  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum wells*, Phys. Rev. B **43**, 9312 (1991).
- [139] J. Porsche, M. Ost, T. Riedl, A. Hangleiter, and F. Scholz, *Lasing from excited states in self-assembled InP/GaInP quantum islands*, Mat. Sci. and Eng. B **74**, 263 (2000).
- [140] B. W. Hakki and T. L. Paoli, *CW degradation at 300 K of GaAs double heterostructure junction lasers. II. Electronic gain*, J. Appl. Phys. **44**, 4113 (1973).
- [141] C. H. Henry, R. A. Logan, and F. R. Merrit, *Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructure lasers*, J. Appl. Phys. **51**, 3042 (1980).
- [142] H. D. Summers, J. D. Thomson, P. M. Snowton, P. Blood, and M. Hopkinson, *Thermodynamic balance in quantum dot lasers*, Semicond. Sci. Technol. **16**, 140 (2001).

- [143] K. L. Shaklee and R. F. Leheny, *Direct determination of optical gain in semiconductor crystals*, Appl. Phys. Lett. **18**, 475 (1971).
- [144] S. Heppel, Diplomarbeit, Uni Stuttgart (1996).
- [145] H. Kollmer, Private Mitteilung.
- [146] L. V. Asryan and R. A. Suris, *Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser*, Semicond. Sci. Technol. **11**, 554 (1996).
- [147] A. Moritz, S. Heppel, and T. Riedl (unpublished).
- [148] A. Moritz, R. Wirth, S. Heppel, C. Geng, J. Kuhn, H. Schweizer, F. Scholz, and A. Hangleiter, *Intrinsic modulation bandwidth of strained GaInP/AlGaInP quantum well lasers*, Appl. Phys. Lett. **71**, 650 (1997).
- [149] T. Riedl, E. Fehrenbacher, A. Hangleiter, M. K. Zundel, and K. Eberl, *Injection Lasers with Vertically Aligned InP/GaInP Quantum Dots: Dependence of the Threshold Current on Temperature and Dot Size*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3730 (1998).
- [150] Y. Hao, N. Y. Jin-Phillipp, F. Phillipp, M. Zundel, and K. Eberl, in *Verhandlungen der DPG Frühjahrstagung Regensburg* (Physik-Verlag, Weinheim, 1998), p. 770.
- [151] P. M. Snowton, E. Herrmann, Y. Ning, H. D. Summers, P. Blood, and M. Hopkinson, *Optical mode loss and gain of multiple-layer quantum-dot lasers*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2629 (2001).
- [152] Y. Manz, O. G. Schmidt, and K. Eberl, *Room-temperature lasing via ground state of current-injected vertically aligned InP/GaInP quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **76**, 3343 (2000).
- [153] A. Kurtenbach, W. W. Rühle, and K. Eberl, *Intrinsic Radiative Lifetimes of InP/In<sub>0.48</sub>Ga<sub>0.52</sub>P Quantum Dots*, Solid State Commun. **96**, 265 (1995).
- [154] S. C. Kan, D. Vassilovski, T. C. Wu, and K. Y. Lau, *Quantum capture limited modulation bandwidth of quantum well, wire, and dot lasers*, Appl. Phys. Lett. **62**, 2307 (1993).
- [155] P. W. M. Blom, C. Smit, J. E. M. Haverkort, and J. H. Wolter, *Carrier capture into a semiconductor quantum well*, Phys. Rev. B **47**, 2072 (1993).

- [156] B. Romero, J. Arias, I. Esquivias, and M. Cada, *Simple model for calculating the ratio of the carrier capture and escape times in quantum-well lasers*, Appl. Phys. Lett. **76**, 1504 (2000).
- [157] R. Winterhoff, Dissertation, Uni Stuttgart (1998).
- [158] D. D. Cook and F. R. Nash, *Gain-induced guiding and astigmatic output beam of GaAs lasers*, J. Appl. Phys. **46**, 1660 (1975).
- [159] P. M. Smowton and P. Blood, *Threshold current temperature dependence of GaInP/(Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>)InP 670 nm quantum well lasers*, Appl. Phys. Lett. **67**, 1266 (1995).
- [160] D. P. Bour, R. S. Geels, D. W. Treat, T. L. Paoli, F. Ponce, R. L. Thornton, B. S. Krusor, R. D. Bringans, and D. F. Welch, *Strained Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P/(AlGa)<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P Heterostructures and Quantum-Well Laser Diodes*, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 593 (1994).
- [161] K. Mukai, Y. Nakata, and M. Sugawara, *Quantum-dot Lasers Fabricated with Self-assembled Microcrystals*, FUJITSU Sci. Tech. J. **34**, 223 (1998).
- [162] F. Klopf, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Highly efficient GaInAs/(Al)GaAs quantum-dot lasers based on a single active layer versus 980 nm high-power quantum-well lasers*, Appl. Phys. Lett. **77**, 1419 (2000).
- [163] S. Hinooda, S. Loualiche, B. Lambert, N. Bertru, M. Paillard, X. Marie, and T. Amand, *Wetting layer carrier dynamics in InAs/InP quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **78**, 3052 (2001).
- [164] M. Ishikawa, H. Shiozawa, K. Itaya, G. Hatakoshi, and Y. Uematsu, *Temperature Dependence of the Threshold Current for InGaAlP Visible Laser Diodes*, IEEE J. Quantum Electron. **27**, 23 (1991).
- [165] J. Chen, J. R. Sites, I. L. Spain, M. J. Hafich, and G. Y. Robinson, *Band offset of GaAs/Ga<sub>0.48</sub>In<sub>0.52</sub>P measured under hydrostatic pressure*, Appl. Phys. Lett. **58**, 744 (1991).
- [166] D. J. Mowbray, O. P. Kowalski, M. S. Skolnick, M. C. DeLong, M. Hopkinson, J. P. R. David, and A. G. Cullis, *Solid-source molecular beam epitaxy growth of GaInP and GaInP-containing quantum wells*, J. Appl. Phys. **75**, 2029 (1993).
- [167] P. Savolainen, M. Toivonen, M. Pessa, P. Corvini, M. Jansen, and R. F. Nabiev, *Red lasers grown by all-solid-source molecular beam epitaxy*, Semicond. Sci. Technol. **14**, 425 (1999).



- [168] J. Kuhn, Dissertation, Uni Stuttgart (1998).
- [169] A. D. Prins, J. L. Sly, A. T. Meney, D. J. Dunstan, E. P. O'Reilly, A. R. Adams, and A. Valster, *High pressure determination of AlGaInP band structure*, J. Phys. Chem. Solids **56**, 349 (1995).
- [170] T. Okuno, H.-W. Ren, M. Sugisaki, K. Nishi, S. Sugou, and Y. Masumoto, *Temperature Dependence of Luminescence Decay Time of InP Quantum Disks*, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 1094 (1999).
- [171] Y. Masumoto, I. V. Ignatiev, I. E. Kozin, V. G. Davydov, S. V. Nair, H.-W. Ren, J.-S. Lee, and S. Sugou, *Breakdown of the Phonon Bottleneck Effect in Self-Assembled Quantum Dots*, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 1947 (2001).
- [172] T. Frohnmeier, Diplomarbeit, Uni Stuttgart (1995).
- [173] A. Toda, K. Nakano, T. Yamamoto, and M. Ikeda, *Photoluminescence characteristics of Se-doped GaInP/AlGaInP double heterostructures grown by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **66**, 3483 (1995).
- [174] A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, A. F. Tsatsul'nikov, N. N. Ledentsov, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, *Negative Characteristic Temperature of InGaAs Quantum Dot Injection Laser*, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4216 (1997).
- [175] K. Hinzer, J. Lapointe, Y. Feng, A. Del  ge, S. Fafard, A. J. SpringThorpe, and E. M. Griswold, *Short-wavelength laser diodes based on AlInAs/AlGaAs self-assembled quantum dots*, J. Appl. Phys. **87**, 1496 (2000).
- [176] J. Kuhn, C. Geng, F. Scholz, and H. Schweizer, *Low-threshold GaInP/AlGaInP ridge waveguide lasers*, Electron. Lett. **33**, 1707 (1997).
- [177] A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, V. M. Ustinov, Y. M. Shernyakov, M. V. Maksimov, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, A. V. Lunev, N. N. L. P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, *Effect of the quantum-dot surface density in the active region on injection-laser characteristics*, Semiconductors **32**, 997 (1998).
- [178] G. Medeiros-Ribeiro, R. L. Maltez, A. A. Bernussi, D. Ugarte, and W. de Carvalho, Jr., *Seeding of InP islands on InAs quantum dot templates*, J. Appl. Phys. **89**, 6548 (2001).
- [179] P. Borri, S. Schneider, W. Langbein, U. Woggon, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, N. N. Ledentsov, Z. I. Alferov, D. Ouyang, and D. Bimberg,

- Ultrafast carrier dynamics and dephasing in InAs quantum-dot amplifiers emitting near 1.3  $\mu\text{m}$ -wavelength at room temperature*, Appl. Phys. Lett. **79**, 2633 (2001).
- [180] G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, K. Malloy, and L. F. Lester, *Extremely low room-temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  quantum well*, Electron. Lett. **35**, 1163 (1999).
- [181] T. Katsuyama, I. Yoshida, J. Shinkai, J. Hashimoto, and H. Hayashi, *Very low threshold current AlGaInP/ $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$  strained single quantum well visible laser diode*, Electron. Lett. **26**, 1375 (1990).
- [182] *Plastic optical fiber LUMINOUS TC-1000*, Asahi Kasei Corporation, 1998.
- [183] P. Bhattacharya, K. K. Kamath, J. Singh, D. Klotzkin, J. Phillips, H.-T. Jiang, N. Chervela, T. B. Norris, T. Sosnowski, J. Laskar, and M. Ramana Murty, *In(Ga)As/GaAs Self-Organized Quantum Dot Lasers: DC and Small-Signal Modulation Properties*, IEEE Trans. Electron Devices **46**, 871 (1999).
- [184] A. Grabmaier, A. Hangleiter, G. Fuchs, J. Whiteaway, and R. Glew, *Low nonlinear gain in InGaAs/InGaAlAs separate confinement multiquantum well lasers*, Appl. Phys. Lett. **59**, 3024 (1991).
- [185] K. L. Hall, G. Lenz, E. P. Ippen, U. Koren, and G. Raybon, *Carrier heating and spectral hole burning in strained-layer quantum-well laser amplifiers at 1.5  $\mu\text{m}$* , Appl. Phys. Lett. **61**, 2512 (1992).
- [186] R. Nagarajan, M. Ishikawa, T. Fukushima, R. S. Geels, and J. E. Bowers, *High Speed Quantum-Well Lasers and Carrier Transport Effects*, IEEE J. Quantum Electron. **92**, 1990 (1992).
- [187] R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, and W. Powazinik, *Frequency Response of 1.3  $\mu\text{m}$  InGaAsP High Speed Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **23**, 1410 (1987).
- [188] K. Uomi, T. Tsuchiya, M. Aoki, and N. Chinone, *Oscillation wavelength and laser structure dependence of nonlinear damping effect in semiconductor lasers*, Appl. Phys. Lett. **58**, 675 (1991).
- [189] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, 2nd ed. (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1992).

- [190] M. Kauer, J. R. A. Cleaver, J. J. Baumberg, and A. P. Heberle, *Femto-second dynamics in semiconductor lasers: Dark pulse formation*, Appl. Phys. Lett. **72**, 1626 (1998).
- [191] J. Zimmermann, S. T. Cundiff, G. von Plessen, J. Feldmann, M. Arzberger, G. Böhm, M.-C. Amann, and G. Abstreiter, *Dark pulse formation in a quantum-dot laser*, Appl. Phys. Lett. **79**, 18 (2001).
- [192] D. Klotzkin, K. Kamath, K. Vineberg, P. Bhattacharya, R. Murty, and J. Laskar, *Enhanced Modulation Bandwidth (20 GHz) of  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  – GaAs Self-Organized Quantum-Dot Lasers at Cryogenic Temperatures: Role of Carrier Relaxation and Differential Gain*, IEEE Photonics Technol. Lett. **10**, 932 (1998).
- [193] K. Kamath, J. Phillips, H. Jiang, J. Singh, and P. Bhattacharya, *Small-signal modulation and differential gain of single-mode self-organized  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dot lasers*, Appl. Phys. Lett. **70**, 2952 (1997).
- [194] M.-H. Mao, F. Heinrichsdorff, A. Krost, and D. Bimberg, *Study of high frequency response of self-organized stacked quantum dot lasers at room temperature*, Electron. Lett. **33**, 1641 (1997).
- [195] T. Riedl and A. Hangleiter, *On the differential gain in quantum dot lasers*, submitted to Appl. Phys. Lett. .
- [196] W. Rideout, B. Yu, J. LaCourse, P. K. York, K. J. Beernink, and J. J. Coleman, *Measurement of the carrier dependence of differential gain, refractive index, and linewidth enhancement factor in strained-layer quantum well lasers*, Appl. Phys. Lett. **56**, 706 (1990).
- [197] M. Itoh, H. Sugiura, H. Yasaka, Y. Kondo, K. Kishi, M. Fukuda, and Y. Itaya, *Differential gain and threshold current of  $1.3\ \mu\text{m}$  tensile-strained InGaAsP multi-quantum well buried heterostructure lasers grown by metalorganic molecular beam epitaxial growth*, Appl. Phys. Lett. **72**, 1553 (1998).
- [198] M. Zimmermann, Dissertation, Uni Stuttgart (1997).
- [199] B. Zhao, T. R. Chen, and A. Yariv, *Effect of state filling on the modulation response and the threshold current of quantum well lasers*, Appl. Phys. Lett. **60**, 1930 (1992).
- [200] C. B. Su, *Nonlinear gain caused by cavity standing wave dielectric grating as an explanation of the relationship between resonance frequency*

- and damping rate of semiconductor diode lasers*, Appl. Phys. Lett. **53**, 950 (1988).
- [201] R. Frankenberger and R. Schimpe, *Origin of nonlinear gain saturation in index-guided InGaAsP laser diodes*, Appl. Phys. Lett. **60**, 2720 (1992).
- [202] J.-N. Fehr, M.-A. Dupertuis, T. P. Hessler, L. Keppei, D. Marti, P. E. Selbmann, B. Deveaud, J. L. Pleumeekers, J.-Y. Emery, and B. Dagens, *Direct observation of longitudinal spatial hole burning in semiconductor optical amplifiers with injection*, Appl. Phys. Lett. **78**, 4079 (2001).
- [203] W. Rideout, W. F. Sharfin, E. S. Koteles, M. O. Vasell, and B. Elman, *Well-Barrier Hole Burning in Quantum Well Lasers*, IEEE Photonics Technol. Lett. **3**, 784 (1991).
- [204] T. C. Wu, S. C. Kan, D. Vassilovski, K. Y. Lau, C. E. Zah, B. Pathak, and T. P. Lee, *Gain Compression in tensile-strained 1.55  $\mu\text{m}$  quantum well lasers operating at first and second quantized states*, Appl. Phys. Lett. **60**, 1794 (1992).
- [205] D. Klotzkin and P. Bhattacharya, *Temperature Dependence of Dynamic and DC Characteristics of Quantum-Well and Quantum-Dot Lasers: A Comparative Study*, J. Lightwave Technol. **17**, 1634 (1999).
- [206] I. Esquivias, S. Weissner, B. Romero, J. Ralston, and J. Rosensweig, *Carrier capture and escape times in  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.65}\text{As} - \text{GaAs}$  multiquantum well lasers determined from high-frequency electrical impedance measurements*, IEEE Photonics Technol. Lett. **8**, 1294 (1996).
- [207] H. Fujii, Y. Ueno, and K. Endo, *Effect of thermal resistivity on the catastrophic optical damage power density of AlGaInP laser diodes*, Appl. Phys. Lett. **62**, 2114 (1993).
- [208] D. Klotzkin, X. Zhang, P. Bhattacharya, C. Caneau, and R. Bhat, *Carrier dynamics in high-speed ( $f_{-3\text{dB}} > 40 \text{ GHz}$ ) 0.98  $\mu\text{m}$  multiquantum-well tunneling injection lasers determined from electrical impedance measurements*, IEEE Photonics Technol. Lett. **9**, 578 (1997).

# Lebenslauf

## Thomas Josef Riedl

Geburtsdatum: 21.08.1970  
Geburtsort: Augsburg, Deutschland  
Familienstand: ledig

1977-1981	Grundschule Augsburg
1981-1990	Rudolf-Diesel-Gymnasium Augsburg
1990-1992	Physikstudium an der Universität Augsburg (Vordiplom)
1993-1996	Physikstudium an der Universität Stuttgart
1996-1997	Diplomarbeit am 4. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart Thema : Untersuchungen zum Ladungsträgertransport in optischen Schaltstrukturen Abschluß: Dipl.-Phys.
1998-1999	Wissenschaftlicher Angestellter am 4. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart mit Gelegenheit zur Promotion
1999-	Doktorand am Institut für Technische Physik der Technischen Universität Braunschweig



# Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt allen denjenigen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, namentlich:

Herrn Prof. Dr. A. Hangleiter für sein Interesse an meiner Arbeit und die freundschaftliche Unterstützung.

Herrn Prof. Dr. M. Pilkuhn für die Aufnahme an das 4. Physikalische Institut der Universität Stuttgart.

Herrn Prof. Dr. E. O. Göbel für die Übernahme des zweiten Referats.

Frau Prof. Dr. G. Zwicknagl für den Vorsitz der Prüfungskommission.

allen Kollegen der ehemaligen Arbeitsgruppe Optoelektronik in Stuttgart für das hervorragende Arbeitsklima und eine fruchtbare Zusammenarbeit: Elvira Fehrenbacher, Christian Gemmer, Oliver Gfrörer, Sabine Heppel, Jin Seo Im, Christine Knorr, Holger Kollmer, Peter König, Stephan Krämer, Achim Moritz, Holger Seitz, Ralph Wirth und Martin Zimmermann.

den Mitarbeitern des Mikrostruktur- und Kristalllabors in Stuttgart, besonders: Jörg Porsche und Dr. Scholz für das MOCVD Wachstum der Quantenpunkte.

Y. Manz, Dr. K. Eberl und besonders M. Zundel vom Max Planck Institut für Festkörperforschung in Stuttgart für die Laser aus der MBE.

den Kollegen am Institut für Technische Physik der TU Braunschweig: Uta Baronick, Carsten Brink, Andreas Buchholz, Thorsten Burghardt, Prof. Eichler, Frank Hitzel, Robert Hofmann, Nikolai Kalugin, Sandra Lahmann, Prof. Nachtwei, Helmut Neemann, Carsten Netzel, Nicole Riedel, Anja Rosch, Dr. Uwe Rossow, Erol Sagol, Dr. Schneider, Horst Simontowski, Maike Spieker, Frau Tams und Frank Vollrath.

den Mitarbeitern des Instituts für Halbleitertechnik für die freundliche Zusammenarbeit.

den Mitarbeitern der Werkstätten in Stuttgart und Braunschweig, deren kompetente Unterstützung vieles erst möglich gemacht hat.

In erster Linie aber danke ich meinen Eltern für alles ...